ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE
22

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

Ali SADEGHI

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des diffusions élastique et inélastiques des protons sur le carbone 12

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 9 mars 1966 devant la Commission d'examen

Mme BENOIST-GUEUTAL — Président

MM. RIOU, COTTON — Examinateurs

ORSAY
SÉRIE A,
N· D'ORDRE
22

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

Ali SADEGHI

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des diffusions élastique et inélastiques des protons sur le carbone 12

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le devant la Commission d'examen

Mme BENOIST-GUEUTAL Président

MM. RIOU, COTTON } Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen. . . M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	PORTIER	T Mécanique exp des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo
	MATHIEU J. P	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo.compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général . . . R. POULAIN

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 7

CHAPITRE I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 9

I.1 - Chambre à diffusion à cible gazeuse 9

I.2 - Système de détection. Appareillage électronique 11

I.3 - Intégrateur de courant 14

CHAPITRE II - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE ABSOLUE 17

II.1 - Introduction 17

II.2 - Calcul du facteur G 18

II.3 - Calcul de la section efficace absolue expérimentale 20

II.4 - Lissage de la distribution angulaire. Calcul des erreurs 21

CHAPITRE III - RESULTATS EXPERIMENTAUX 27

III.1 - Résultats concernant le système de pompage différentiel 27

III.2 - Résultats expérimentaux obtenus pour $^{12}C(p, p)^{12}C$, $^{12}C(p, p')^{12}C^*$ et $^{12}C(p, p'')^{12}C^*$.. 27

CHAPITRE IV - THEORIES 41

IV.1 - Introduction 41

IV.2 - Définitions et notations 42

IV.3 - Définition de la matrice de diffusion. Relation avec la matrice R 43

IV.4 - Relation entre les amplitudes de diffusion et la matrice de collision. Expression de la section efficace différentielle 47

IV.5 - Effet d'un potentiel réel à bord diffus sur les paramètres de résonance 48

IV.6 - Calcul des sections efficaces de diffusions élastique et inélastique à l'aide d'un modèle optique généralisé (Modèle du couplage des voies) 49

CHAPITRE V - ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX. DISCUSSION. CONCLUSION. 55

V.1 - Introduction 55

V.2 - Analyse des distributions angulaires expérimentales pour la réaction $^{12}C(p, p')^{12*}$ entre 6,5 et 11,2 MeV 55

Pages

V.3 - Calcul numérique des sections efficaces de diffusion élastique obtenues par le formalisme de la matrice R. Comparaison avec les sections efficaces expérimentales 56

V.4 - Calcul numérique des sections efficaces de diffusions élastique et inélastique par la méthode des voies couplées. Comparaison avec les valeurs expérimentales 63

V.5 - Discussion 66

CONCLUSION 69

REFERENCES 71

UNIV. LEIDEN FIBL.

Je tiens tout d'abord à remercier vivement Monsieur E. Cotton, Chef de Service du S.P.N.B.E. au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, qui a bien voulu m'accepter dans un de ses laboratoires, qui m'a sans cesse encouragé et qui a suivi de près ce travail. A travers lui, je remercie les autorités supérieures de la Direction de la Physique du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay pour leur appui financier.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur G.S. Mani qui, au cours d'une collaboration de plusieurs années, m'a appris la physique nucléaire. Il n'a pas seulement dirigé mon travail, mais il a témoigné pour celui-ci un grand intérêt, me fournissant une aide directe et quantité de conseils précieux.

Mes remerciements chaleureux s'adressent à Monsieur Gobert qui a contribué grandement à la construction de la chambre à diffusion, à Messieurs Giacometti et Dufour qui ont réalisé les différents dessins de la chambre. Je remercie particulièrement Monsieur Berger pour son aide dévouée durant toute la période de construction de la chambre et l'intérêt qu'il a montré sans cesse en assurant la bonne marche du système de pompage différentiel. J'associe à ces remerciements Messieurs Beaslay et Langlois.

Je remercie Monsieur Quidort qui m'a aimablement procuré de nombreux détecteurs ; avec ses collaborateurs, il m'a beaucoup aidé à obtenir le meilleur fonctionnement possible des appareillages électroniques.

Mes remerciements vont également à Monsieur Pagès dont la compétence m'a rendu de grands services.

Je remercie Monsieur Delaunay et tous les membres du Van de Graaf Tamdem qui ont toujours fait de leur mieux pour assurer la bonne marche de la machine.

Je n'oublie pas tous les physiciens du S.P.N.B.E., en particulier Monsieur Ballini, qui m'ont aidé efficacement durant l'expérience ; sans leur concours, je n'aurais pu mener ce travail à bien, je les en remercie chaleureusement.

Mes remerciements s'adressent aussi à Madame Delaunay qui a bien voulu me prêter le programme d'Oak Ridge pour les ondes couplées (0^{2+} sans spin-orbite).

Je remercie Messieurs Mangin et Guérin du Service de Calcul Electronique qui m'ont offert toutes facilités pour l'utilisation de l'I.B.M.

Je ne saurais oublier Messieurs les Professeurs Bloch et Gillet, ainsi que Madame Papineau, qui ont eu l'amabilité de lire ce mémoire et de me donner de précieux conseils.

Mademoiselle Doury m'a procuré des bouteilles de gaz, Monsieur Morel a dessiné toutes les figures de cette thèse, je les en remercie vivement pour les services certains qu'ils m'ont rendus.

Madame P. Gugenberger, malgré une surcharge de travail, s'est donné beaucoup de peine pour la correction et la présentation de ce travail. Je l'en remercie sincèrement ainsi que ses collaboratrices.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546026_0031

INTRODUCTION

Si l'étude du mécanisme des réactions nucléaires est relativement simple pour certaines régions d'énergie et pour certains noyaux, il n'est est pas de même pour les énergies intermédiaires où deux (ou plusieurs) processus peuvent se produire simultanément.

Ceci rend alors difficile l'analyse des résultats expérimentaux surtout dans le cas des noyaux légers (A < 16). L'un de ces noyaux, qui se prête difficilement à des études quantitatives, est le carbone. Mais, du fait que le nombre de vo ies ouvertes est très faible dans la réaction $^{12}C + p$, de nombreuses expériences [0.1-0.14] de diffusions élastiques et inélastiques de protons sur le carbone ont été faites dans un domaine d'énergie étendu.

On remarquera que peu de ces mesures sont précises et nombreuses de sorte qu'il est nécessaire de faire un grand nombre de mesures précises pour vérifier les formalismes ou les mécanismes des réactions à partir de ces données.

D'autre part, différentes méthodes d'analyse ont été essayées pour obtenir des accords entre résultats expérimentaux et théoriques mais, ici également, les succès obtenus ne sont que partiels, surtout pour les énergies intermédiaires ($5 < E_p < 12$ MeV).

L'étude de la réaction $^{12}C + p$, entre 5 et 12 MeV, montre qu'il existe des résonances séparées jusqu'à $E_p \approx 9,5$ MeV dans la diffusion élastique. Ces résonances sont assez larges et nous pouvons les analyser à l'aide de la formule de Breit-Wigner à un niveau généralisée par l'introduction de de la matrice R du formalisme de Wigner-Eisenbud.

En effet, la matrice R peut se décomposer en deux parties : R_o et R^J. R_o peut être considéré comme l'effet des autres niveaux ; il est donc indépendant de tous les paramètres de la résonance et doit dépendre de l'énergie. R^J caractérise la résonance et dépend, par définition, des largeurs réduites et de l'énergie de celle-ci. R est une matrice non diagonale et dépend de toutes les voies ouvertes, mais, en première approximation, nous avons négligé la diffusion inélastique et les autres voies de réaction dans cette région d'énergie et supposé que la matrice R était diagonale.

Pour le calcul du facteur de phase, nous avons rejeté l'hypothèse de "la sphère dure" en prenant un puits de potentiel réel du type Saxon-Wood [0.19]. A l'aide de ce formalisme nous ne pouvons pas calculer la section efficace de diffusion inélastique par suite des hypothèses faites ci-dessus.

Par ailleurs, Y. Nagahara [0.11] a remarqué l'existence de certains pics entre 6 et 12 MeV. Il a constaté qu'une apparition des résonances dans l'une des réactions élastique ou inélastique correspondait à la disparition de la résonance dans l'autre réaction. Le comportement de ces résonances est donc différent de celui des résonances du type Breit-Wigner.

Tandis que plusieurs auteurs [0.13, 0.15, 0.16] ont essayé d'analyser les résultats expérimentaux par différentes méthodes (modèle optique + résonance et ondes distordues) sans beaucoup de succès, d'autres [0.13, 0.17, 0.18] ont suggéré de tenir compte de l'effet du très fort couplage existant entre les deux voies élastique et inélastique. S. Okai et al [0.18] ont prédit l'existence de résonances dues uniquement à un effet de couplage.

Compte tenu de tous ces faits, nous avons décidé d'entreprendre une série de mesures précises et nombreuses entre 4,6 et 11,4 MeV afin d'étudier systèmatiquement les résultats des diffusions élastique et inélastique par le formalisme de la matrice R et la méthode de couplage des voies (0^+, 2^+).

Ces résultats nous permettent aussi de déterminer les propriétés des états non liés de ^{13}N, en particulier le moment angulaire total et la parité des niveaux excités du noyau composé.

Pour réaliser notre expérience nous avons été amené à construire une chambre à diffusion à cible gazeuse pouvant porter plusieurs détecteurs. Ceci nous a permis de faire simultanément un grand nombre de mesures et d'obtenir les valeurs de la section efficace absolue.

Dans le premier chapitre de ce travail, nous décrirons l'ensemble du montage expérimental, notamment la chambre à diffusion à cible gazeuse, le système de pompage différentiel associé à la chambre, la cage de Faraday et les autres appareils électroniques utilisés dans nos expériences.

Le deuxième chapitre sera réservé aux différents calculs nécessaires au traitement des résultats bruts obtenus. Nous y calculerons notamment le facteur géométrique G de la chambre, la section efficace absolue ; nous y décrirons une estimation juste des erreurs des coefficients de polynômes de Legendre.

Le troisième chapitre sera consacré aux résultats expérimentaux. Le calcul du facteur géométrique G à la suite de l'expérience, ainsi que les erreurs de mesures y seront discutés et les valeurs absolues des sections efficaces données en fonction de l'énergie.

Dans le quatrième chapitre nous donnerons les différentes théories des réactions nucléaires. Nous y discuterons le formalisme de Wigner-Eisenbud, les suggestions de E. Vogt ainsi que le modèle de couplage des voies.

Le cinquième chapitre sera réservé à l'analyse des résultats expérimentaux obtenus par les différents méthodes décrites au chapitre précédent et à la conclusion finale.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

I.1 - CHAMBRE A DIFFUSION A CIBLE GAZEUSE

I.1.A - Description de la chambre

La cible gazeuse présente un grand avantage pour le genre d'expérience que nous avons faite. En effet, c'est avec ce type de cible que l'on peut obtenir la section efficace absolue avec une grande précision, le nombre de noyaux de la cible étant calculable. Par ailleurs, elle permet de fixer un grand nombre de détecteurs sur la chambre ce qui est souvent difficile à réaliser à l'aide des cibles solides. De plus, il est facile de changer l'épaisseur de la cible et d'éviter toute introduction des impuretés venant avec le faisceau.

La chambre à diffusion que nous avons construite est une coquille sphérique de 15 cm de diamètre intérieur (soit un volume de 1,7 dm^3) et dont l'épaisseur varie entre 3 et 7 cm. Elle est constituée de trois parties : une partie centrale qui est une couronne sphérique de 5 cm de hauteur et deux calottes sphériques de 5 cm de profondeur, situées respectivement au-dessus et au-dessous de la couronne, formant ainsi le reste de la sphère. La calotte inférieure est solidaire d'un axe vertical et supporte le poids de la chambre. Les deux calottes ont la possibilité, grâce à deux roulements à billes, de tourner dans un plan horizontal autour de l'axe vertical passant par le centre de la sphère. La couronne centrale est solidaire d'un système de pompage différentiel.

Chaque calotte porte 16 orifices cylindriques de 2,4 cm de diamètre. Les axes de ces orifices passent par le centre de la sphère et forment les génératrices d'un cône double ayant pour sommet le centre de la sphère et pour axe de symétrie l'axe vertical de la chambre. L'inclinaison des génératrices est de 30° par rapport à un plan horizontal.

Les intersections de ce cône avec les calottes sont deux cercles parallèles situés à ± 3,75 cm du sommet du cône ; dans le plan de ces cercles l'angle entre les projections des axes de deux orifices consécutifs est de 22,5°. A l'aide de deux verniers montés sur la partie fixe de la chambre, on peut lire les angles dans ces mêmes plans parallèles avec une précision de 0,1°.

La tolérance sur les angles d'inclinaison est de ± 2' et celle sur le centrage des axes des orifices de ± 0,1'.

Dans chaque orifice est placée une cartouche contenant un diaphragme à chacune de ses deux extrémités, ce qui permet de déterminer avec exactitude les angles solides de la chambre. La distance entre les deux diaphragmes est de 4,2 cm et celle entre le diaphragme avant et le centre de la chambre de 8,6 cm.

Plusieurs ouvertures permettent de faire le pompage direct dans la chambre ou de faire entrer le gaz, ou encore de mesurer la pression et la température à l'intérieur de la chambre.

D'autre part, au sommet de la calotte supérieure, un porte-cible est fixé. Sur l'axe vertical de ce porte-cible, une cible solide et un quartz sont disposés verticalement ; ils peuvent tourner autour de cet axe permettant ainsi de voir le centrage du faisceau et d'identifier le spectre.

L'entrée du gaz dans la chambre se fait en deux étapes : on fait d'abord entrer le gaz de la bouteille de gaz sous pression dans une enceinte d'environ 20 dm^3 de volume. A l'aide d'un manomètre, on peut mesurer la pression dans l'enceinte jusqu'à 2 atmosphères. Cette pression est maintenue constante aux environs de 2 atmosphères afin de pouvoir régler le débit de gaz entrant dans la chambre au cours du temps et empêcher l'entrée des impuretés dans l'enceinte en cas de fuite.

Ensuite, avant d'entrer dans la chambre, le gaz passe par un tuyau en serpentin où il se met à peu près à la température ambiante. Avec une micro-vanne de fuite on règle le débit. Signalons qu'il faut environ une heure avant que le flux de gaz soit conservatif à l'intérieur de la chambre. Le manomètre utilisé est un manomètre à huile (la densité de l'huile mesurée à 20°C est 0,872 ± 0,002 g/cm^3). Une extrémité du manomètre est reliée à la chambre, l'autre extrémité à une pompe à vide pouvant donner un vide supérieur à 10^{-5} mm Hg. La lecture des différences de hauteur d'huile dans le manomètre s'effectue à l'aide d'un cathétomètre dont la précision est de l'ordre de 0,1 mm.

Les mesures de température se font à l'aide d'un thermomètre à mercure gradué en dixièmes de degré et allant de -10° à + 50°.

L'ensemble de la chambre est représenté sur la figure I.1c.

I.1.B - Le système de pompage différentiel

Le système de pompage différentiel a été adopté dans le but de faire entrer le faisceau incident directement dans la chambre sans utiliser d'écran. Les avantages d'un tel système sont (I.1) :

1/ Une diminution de la perte d'énergie des particules incidentes par rapport au système de chambre gazeuse avec écran. En effet, pour un proton dont l'énergie varie de 4 à 12 MeV, la perte d'énergie est de 30 à 40 keV dans une feuille de nickel de 0,76 μ tandis qu'elle est d'environ 5 à 8 keV pour un parcours de 30 cm dans un gaz (CH_4) sous une pression de 5 cm d'huile (3 mm de mercure).

2/ Dans le cas d'une chambre gazeuse avec écran, l'enceinte n'étant pas absolument étanche, la pression varie rapidement à l'intérieur et des impuretés s'y introduisent ; on est ainsi obligé de changer souvent le gaz (la variation de pression due aux impuretés qui pénètrent dans la chambre lorsqu'on l'isole par deux écrans est de 10 pour-cent au bout d'une heure). Par contre, avec un système de pompage différentiel, ce problème ne se pose pas et la variation de pression au cours du temps est faible (2 pour-cent au bout de six heures).

3/ L'intensité du faisceau n'est pas limitée comme elle l'est dans le cas d'une chambre avec écran.

4/ La collimation du faisceau est possible ce qui n'est pas le cas dans le système à écran.

Notre système de pompage différentiel est constitué de trois groupes de pompes :

- une pompe à palettes à un étage du type AL 100 (SOGEV). Elle assure un débit de 100 m^3/h (22 l/s) à 1 cm de mercure de pression et peut descendre jusqu'a 2×10^{-3} mm de mercure.

- les deux autres groupes ont chacun : 1) une pompe à palettes à deux étages du type BL 15 (SOGEV) de 15 m^3/h (3 l/s) entre 1 et 1×10^{-2} mm de mercure, pouvant descendre jusqu'à 2×10^{-4} mm de mercure ; 2) une pompe à diffusion de vapeur de mercure CM 54 (SOGEV) de débit 500 l/s entre 1×10^{-3} et 2×10^{-5} mm de mercure, pouvant descendre jusqu'à 1×10^{-6} mm de mercure. Le principe de ce système est basé sur une perte de charges provoquée par une série de diaphragmes disposés, d'une part, entre les groupes de pompage et, d'autre part, entre la chambre et la première pompe. Le choix du diamètre des diaphragmes nous a été suggéré par l'expérience et nous verrons plus tard comment les diamètres des diaphragmes agissent sur la pression. Signalons ici simplement que les diaphragmes sont disposés de telle manière que, seuls, les deux diaphragmes situés aux extrémités du système touchent le faisceau, les autres servant uniquement au bon fonctionnement du système de pompage différentiel. D'autre part, le diamètre du diaphragme placé le plus près de la chambre est choisi inférieur ou égal à celui du diaphragme situé à l'autre extrémité et définit ainsi la dimension du faisceau dans la chambre ; de plus, il empêche l'entrée dans la chambre de particules diffusées à des petits angles par l'autre diaphragme ou éventuellement par les autres diaphragmes.

La figure I.1b montre le schéma du système de pompage différentiel.

Il est possible de changer les diaphragmes grâce à des cartouches toutes prêtes sans avoir à démonter le groupe de pompage ; ceci permet de gagner un temps considérable lorsqu'on veut changer les conditions expérimentales.

La mesure de la pression dans les différents étages du système de pompage se fait à l'aide de jauges (MEDIOVAC et IONIVAC - SOGEV). On peut aussi voir la position du faisceau sur chaque étage grâce à des quartz qui y sont montés et qui permettent de centrer facilement le faisceau.

De plus, un système contenant deux boîtes à lèvres est disposé entre le tube de l'accélérateur-tandem et le système de pompage différentiel. Chaque boîte contient quatre lames se déplaçant deux à deux verticalement et horizontalement, dans un plan perpendiculaire au faisceau. On peut mesurer l'écartement des lèvres, donc la dimension du faisceau. La commande des lèvres peut se faire automatiquement ou manuellement. De plus, deux quartz permettent de voir la position du faisceau. La position des boîtes peut être réglée par rapport au faisceau incident. Un piège à azote liquide est installé entre les deux boîtes à lèvres afin d'empêcher l'entrée des impuretés dans la chambre.

La figure I.1a montre le schéma du système des boîtes à lèvres.

I.1.C - La cage de Faraday

La mesure de la section efficace absolue dépend directement de la mesure de la charge totale collectée par la cage de Faraday. Il faut donc isoler celle-ci et empêcher que les électrons secondaires créés soit dans la feuille de nickel qui isole la cage, soit dans la cage elle-même, faussent la mesure de la charge.

La cage de Faraday utilisée est un tube cylindrique en laiton de 5 cm de diamètre et de 8,5 cm de longueur, dont la surface interne est tantalisée. Il est monté sur un bras isolant qui peut se déplacer verticalement. Un aimant permanent de 160 gauss ayant un entrefer de 4 cm et une surface polaire d'environ 3 cm^2 précède la cage. Cet aimant élimine les électrons secondaires d'énergie inférieure à 100 eV qui sont créés, par suite de l'entrée du faisceau incident, dans l'écran de nickel isolant la chambre de diffusion de la cage de Faraday. La cage et l'aimant permanent sont placés à l'intérieur d'une boîte métallique où l'on fait, indépendamment du reste de l'appareil, un vide poussé (supérieur à 10^{-4} mm de mercure).

L'écran de nickel est monté sur l'obturateur d'une vanne située entre la chambre et l'enceinte métallique. Ainsi peut-on changer aisément l'écran ou mesurer l'intensité du faisceau à vide, avec ou sans écran, de même que l'on peut voir l'image du faisceau sur le quartz sur la paroi de l'enceinte métallique.

Signalons enfin que l'ouverture de l'aimant et la dimension de la cage de Faraday ont été choisies afin d'obtenir un angle d'ouverture de 40° (± 20°) pour le faisceau qui arrive sur la cage.

Comme la section efficace totale de diffusion coulombienne diverge dans les petits angles, on l'a calculée entre 20° et 180° pour une énergie de protons de 2 MeV dans la feuille de nickel de 0,76 μ d'épaisseur, afin d'évaluer approximativement la perte du faisceau. Cette perte est inférieure à 1 pour 1 000 ; elle est donc négligeable.

La figure I.1d montre le schéma de l'ensemble de la cage de Faraday.

I.2 - SYSTEME DE DETECTION. APPAREILLAGE ELECTRONIQUE

I.2.A - Système de détection

Nous avons utilisé deux types de détecteurs :

a) détecteurs à scintillation d'iodure de césium,

b) détecteurs à jonctions semi-conductrices du type barrière de surface.

Les premiers types de détecteurs sont des cristaux d'iodure de césium de 1 cm de diamètre et de 0,5 cm d'épaisseur. La surface utile est d'environ 19 mm^2. Ces cristaux ont été préparés par la Société "Quartz et Silice". Leur résolution est d'environ 5 pour-cent pour des protons d'une énergie de 5 MeV. Cette résolution s'améliore légèrement pour des énergies supérieures à 5 MeV et se détériore pour des énergies inférieures.

Les photomultiplicateurs utilisés avec ces cristaux sont du type AVP 152, la tension de polarisation maximale étant d'environ 1200 V. Ils sont fabriqués par la Société Radiotechnique.

Les détecteurs à jonction sont du type BPY 33A (Radiotechnique, Caen). Ce sont des cristaux de silicium-n à barrière de surface d'une profondeur de 8 MeV en protons. Leur surface utile est de 12 mm^2. Leur résolution est environ de 1 pour-cent pour une énergie de 5 MeV. Leur tension de polarisation varie entre 75 et 160 V.

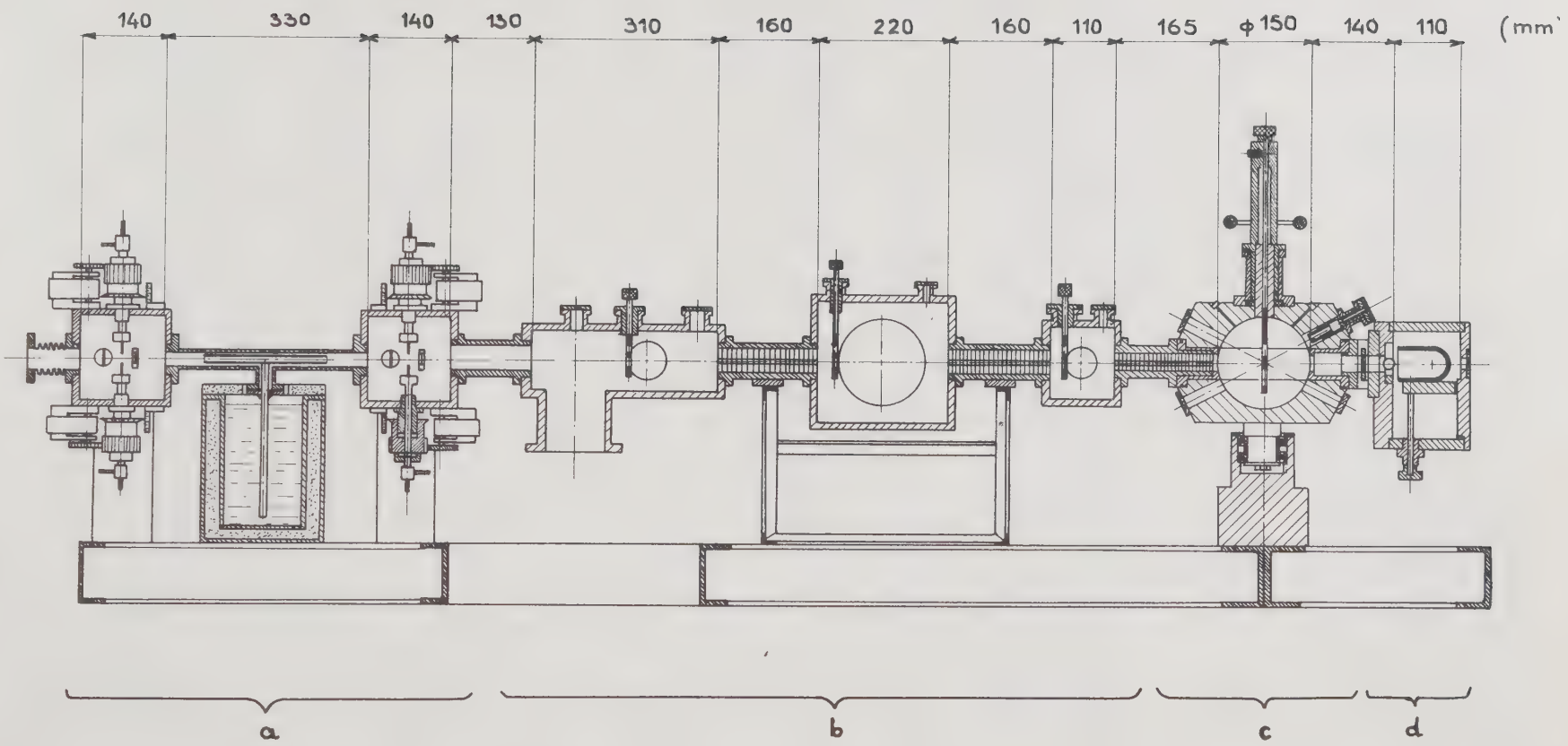


Figure I.1a,b,c,d : Montage expérimental :

I.1a : des boîtes à lèvres,

I.1b : du système du pompage différentiel,

I.1c : de la chambre à diffusion,

I.1d : de la cage de Faraday.

I.2.B - Appareillage électronique

La chaîne d'appareils électroniques qui suit les détecteurs comprend :

1) des préamplificateurs transistorisés construits à Saclay (S.P.N.B.E.) et ayant un gain compris entre 10 et 15 pour les détecteurs à jonction, et des cathodes-follower pour les photomultiplicateurs.

2) deux blocs H.T. qui assurent la polarisation des jonctions et des photomultiplicateurs. On utilise un diviseur de tension qui réduit celle-ci d'un facteur 10 pour les jonctions. Ceci n'est d'ailleurs pas une bonne méthode pour la polarisation des détecteurs car leurs conditions de travail ne sont pas identiques, mais, vu la difficulté technique due au grand nombre de détecteurs utilisés, on a provisoirement admis le procédé ci-dessus.

3) des amplificateurs transistorisés construits à Saclay (S.P.N.B.E.) (I.2). Leurs caractéristiques sont les suivantes :

Temps de montée intrinsèque	$1,5 \times 10^{-7}$ seconde
Sortie positive maximale	11 volts
Linéarité sur 8 volts	< 1 %
Stabilité	$< 3 \times 10^{-4}$ degré
Gain maximal	1000
Impédance d'entrée	100 Ω ± 4 %
Impédance de sortie (toujours adaptée)	100 Ω ± 4 %

Rapport signal/bruit : à 10^{-6} intégration et 10^{-6} dérivation, supérieur à 1000 par rapport au signal maximal de sortie.

4) un double convertisseur analogique-numérique Intertechnique (CAI1). Il effectue le codage analogique-numérique de l'amplitude des impulsions fournies par deux voies de détection différentes et permet leur analyse simultanée dans une unité d'exploitation grâce à un circuit logique conditionné. Il admet des impulsions positives ou négatives d'amplitude maximale 8 volts (entrée différentiée) et 6 volts (entrée normale). Le temps de montée est compris entre 0,5-2,7 µs quelles que soient les valeurs des seuils inférieur ou supérieur. La linéarité intégrale est meilleure que 0,5 pour-cent, la linéarité différentielle meilleure que 2 pour-cent.

Le temps mort de conversion est de $\left(11 + \frac{N}{2}\right)$ µs à 2 MHz où N est le nombre de canaux correspondant à l'amplitude. Le temps mort de transfert est de 2 µs.

Le temps mort fixe est supérieur à 50 µs. Il doit être choisi normalement supérieur au temps mort de la plus grande des impulsions à analyser.

5) des commutateurs rapides permettant de recueillir les informations provenant de deux ou plusieurs voies (au maximum quatre voies) sur un seul bloc analyseur.

Ils ont été construits à Saclay (S.P.N.B.E.) (I.3). Ils peuvent accepter, à partir de n'importe quelle entrée, et en un temps non défini, toute information adressée avec un code défini comme suit :

Nature : parallèle

Polarité : positive

Forme des impulsions :

a) temps de montée et descente 10 à 90 pour-cent : 1 à 3×10^{-7} µs,

b) largeur à mi-hauteur : 0,8 - 1,2 µs,

c) jitter entre les digits poids qui constituent l'information et les digits de référence ± 0,15 µs,

d) hauteur : + 7 volts ± 25 pour-cent.

D'autre part, si plusieurs informations se présentent en des temps tels que les nombres binaires constitutifs de chacune d'elles risquent de se superposer dans le temps, et par suite de

provoquer des erreurs, les informations perturbatrices et perturbées sont rejetées. Une commande de blocage, issue de l'intérieur de l'unité (temps mort, contrôle, etc...) ou de l'extérieur, est prévue. En aucun cas l'application d'une tension de commande ou sa supression ne doivent modifier le contenu d'une information et ceci quel que soit l'instant d'application du signal de blocage par rapport à l'information elle-même.

6) des blocs d'analyseurs (1024 canaux) Intertechnique qui sont utilisés en 4 × 256 canaux .

7) des blocs imprimants (SOLER) ou de perforation (LORENZ) qui servent à la sortie des résultats.

La figure I.2 montre le schéma de montage classique de l'ensemble des appareils électroniques.

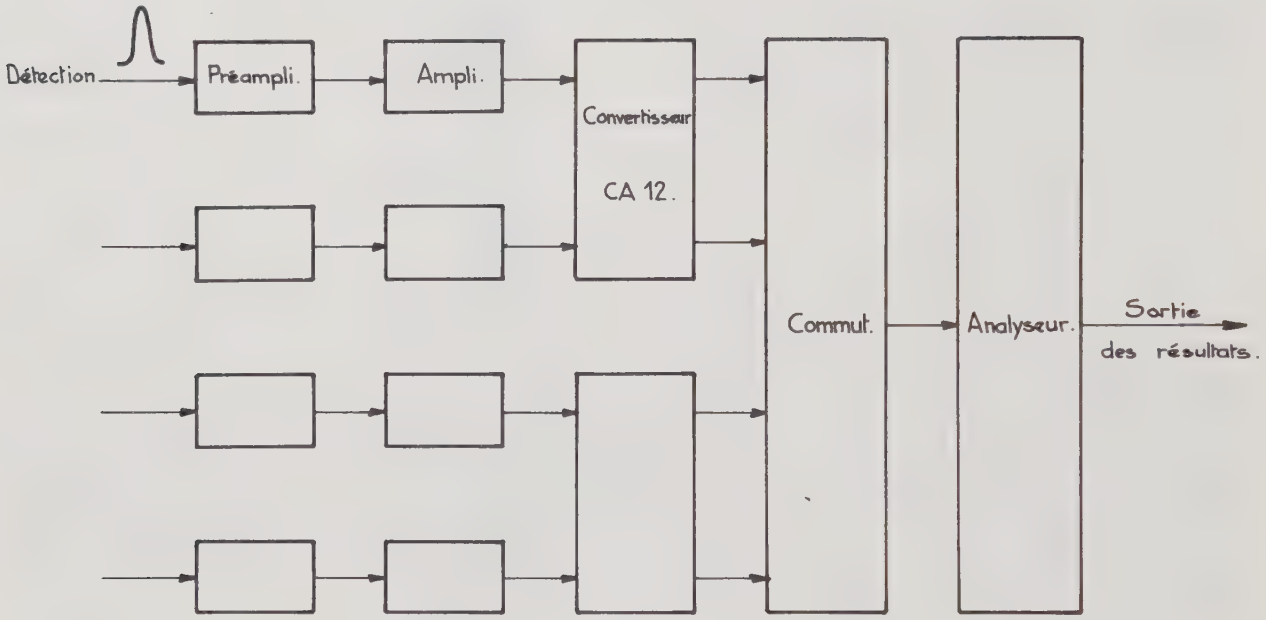


Figure I.2 : Montage de l'ensemble des appareils électroniques.

I.3 - INTEGRATEUR DE COURANT

L'intégrateur de courant mis à notre disposition est du type MIC2 (Etablissement Merlin-Gérin, sous licence du Service d'Electronique du C.E.N. Grenoble). Il est constitué de deux parties : a) mesureur, b) intégrateur.

Le mesureur est formé essentiellement d'un amplificateur à contre-réaction totale. Ceci permet d'avoir, à tout instant, une indication sur la valeur de courant.

L'intégrateur, du type Miller classique, est constitué par une capacité C branchée en contre-réaction totale aux bornes d'un amplificateur à courant continu.

Ces intégrateurs ne sont pas des appareils de grande précision. Leur stabilité évolue au cours du temps. Néanmoins, pour des courants supérieurs à 1/10 μA, leur précision est de l'ordre de 1 pour-cent pour la mesure de la charge totale collectée.

CHAPITRE II

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE ABSOLUE

II.1 - INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons discuter la méthode grâce à laquelle on peut analyser la distribution angulaire obtenue par la chambre à cible gazeuse. Du fait de la variation assez complexe de l'angle solide avec les angles des détecteurs, la distribution angulaire observée doit être analysée en fonction de la résolution angulaire, pour obtenir la distribution angulaire vraie.

Les fonctions de résolution qui interviennent sont contenues dans ce que l'on appelle le facteur G de la chambre. Définissons tous les termes intervenant dans les calculs qui vont suivre.

Soient :

ρ_m : densité de mercure

ρ_h : densité de l'huile dans le manomètre

T_e : température extérieure (en degrés centigrades)

T_c : température à l'intérieur de la chambre (en degrés centigrades)

h_h : différence de niveaux (en centimètres) dans le manomètre à huile dont un côté est relié à la chambre et l'autre côté à une enceinte où est maintenu un vide poussé

α : nombre d'atomes de gaz, par molécule, dans la chambre

I : charge totale (en coulombs) collectée par la cage de Faraday

β : facteur de correction dû au fait que le phénomène d'échange de charges peut prendre place dans le gaz et dans la feuille de nickel placée avant la cage de Faraday. $I \times \beta$ est donc la vraie charge

ε : nombre d'unités de charge par ion dans le faisceau avant que le phénomène d'échange de charge ait lieu

φ : angle du détecteur, mesuré dans la chambre

ψ : inclinaison de l'axe du détecteur par rapport à un plan horizontal contenant le faisceau (30° dans notre cas)

ϑ_o : angle compris entre l'axe du détecteur et la direction du faisceau. C'est l'angle vrai du détecteur dans le système du laboratoire

ϑ_c : angle dans le système du centre de masse correspondant à l'angle ϑ_o dans le système du laboratoire

S_o : sin ϑ

C_o : cos ϑ_o

C_c : cos ϑ_c

C_1 : cos $(\vartheta_o/2)$

h : distance entre deux diaphragmes

R_o : distance entre le centre du diaphragme arrière et le centre de la chambre

II.2 - CALCUL DU FACTEUR G

Comme on vient de le voir, le facteur G est une constante instrumentale qui tient compte de l'angle solide et de la résolution angulaire du système ; il dépendra donc de la section efficace différentielle ainsi que de ses dérivées par rapport à l'angle. Nous calculerons ce facteur en supposant qu'il y a, devant chaque détecteur, deux diaphragmes qui déterminent l'angle solide correspondant à ce détecteur. Deux types de diaphragmes peuvent être utilisés : circulaires et rectangulaires (ouverture à paroi finie ou infinie). Le calcul du facteur G pour un diaphragme circulaire est plus difficile que pour un diaphragme rectangulaire mais les diaphragmes circulaires présentent des avantages au point de vue de la réalisation. On est limité toutefois dans le choix du diamètre de ces diaphragmes tandis que, dans le cas des diaphragmes rectangulaires, pour la même ouverture que celle des diaphragmes circulaires, on peut obtenir une paroi plus grande, donc augmenter l'angle solide sans détériorer la résolution angulaire.

Prenons un faisceau linéaire incident dirigé selon l'axe Oz, O étant le centre de la chambre (fig. II.1). Soit $d\Omega$ l'angle solide correspondant à un élément de surface infiniment petit du diaphragme arrière défini par $(d\rho\, d\nu)$ où $d\rho$ est l'accroissement infiniment petit du rayon du diaphragme et $d\nu$ l'élément d'angle correspondant. Soit $\vec{R}_o$ le rayon vecteur joignant O au centre du diaphragme arrière et $\vec{R}$ le rayon vecteur joignant O au centre d'un élément de surface $dA = \rho\, d\nu\, d\nu$ et faisant un angle θ avec l'axe Oz.

Le nombre de réactions produites dans un élément dZ du faisceau dont les particules émises traverseront l'élément de surface dA est donné par :

$$d^3 Y = n\, N\, \sigma(\theta)\, d\Omega\, dZ$$

où

n = nombre de particules incidentes

N = nombre de particules-cibles/cm^3

$\sigma(\theta)$ = section efficace de diffusion élastique dans l'angle θ

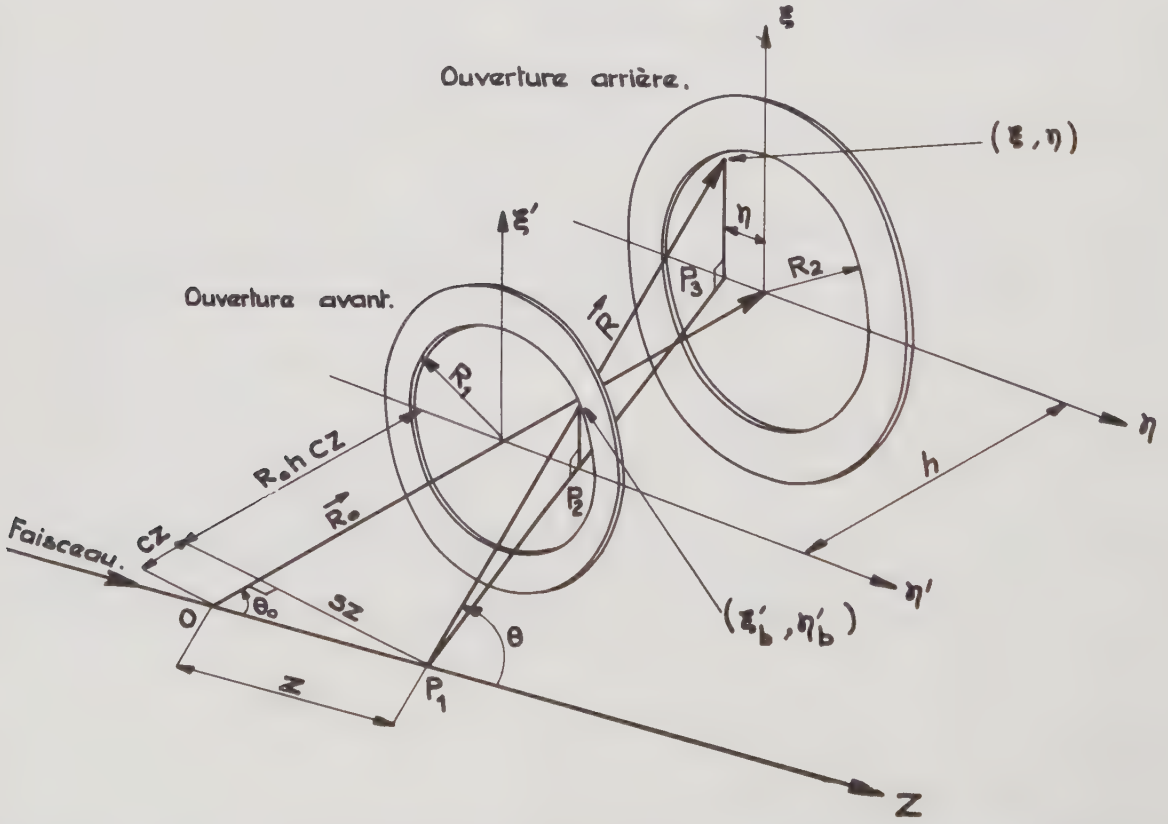


Figure II.1 : Système de diaphragmes circulaires avec les différents éléments qui interviennent dans le calcul du facteur géométrique G. OP_1 est la partie du faisceau qui contribue à la diffusion des particules que l'on considère par exemple à l'élément de surface situé au point (ξ, η) sur le diaphragme en arrière.

De la figure II.1 on tire :

$$d\Omega = \frac{\vec{R} \times \vec{dA}}{R^3} = \frac{\vec{R} \times \vec{R}_o}{R_o R^3} \rho \, d\rho \, d\nu.$$

Posons :

$$\frac{\mathcal{J}}{R_o^2} = \frac{\vec{R} \times \vec{R}_o}{R_o R^3}.$$

Alors :

$$d^3Y = n \, N \, \sigma(\theta) \frac{\mathcal{J}}{R_o^2} \rho \, d\rho \, d\nu \, dZ$$

d'où :

$$Y(\theta_o) = n \, N \int_A \int \rho \, d\rho \, d\nu \int_{Z_1(\rho,\nu)}^{Z_2(\rho,\nu)} \frac{\mathcal{J}}{R_o^2} \sigma(\vartheta) \, dZ$$

A : surface du diaphragme arrière

$Z_2 - Z_1$: épaisseur du gaz vue par la surface dA du diaphragme arrière.

Posons :

$$\Delta C_o = \cos\theta - \cos\vartheta_o = C_\theta - C_o.$$

Développons $\sigma(\theta)$ près de θ_o par rapport à $\cos\theta$:

$$\sigma(\theta) = \sigma(C_\theta) = \sum_{p=o}^{\infty} \frac{1}{p!} \sigma^{(p)}(C_o) \cdot (\Delta C_o)^p$$

où

$$\sigma^{(p)}(C_o) = \left[\frac{d^p}{dC_\theta^p} \sigma(C_\theta) \right]_{C_o}.$$

Alors :

$$Y(\theta_o) = n \, N \sum_{p=o}^{\infty} \frac{1}{p!} \sigma^{(p)}(C_o) \int_A \int \rho \, d\rho \, d\nu \int_{Z_1(\rho,\nu)}^{Z_2(\rho,\nu)} \frac{\mathcal{J}}{R_o^2} (\Delta C_o)^p \, dZ.$$

Posons :

$$G_p(C_o) = \frac{1}{p!} \int_o^{2\pi} \int_o^{R_2} \rho \, d\rho \, d\nu \int_{Z_1(\rho,\nu)}^{Z_2(\rho,\nu)} \frac{\mathcal{J}}{R_o^2} (\Delta C_o)^p \, dZ.$$

On aura donc :

$$Y(\theta_o) = n \, N \sum_{p=o}^{\infty} \sigma^p(C_o) \cdot G_p(C_o).$$

Par dés considérations purement vectorielles et géométriques on obtient (II.1) :

$$\frac{\mathcal{J}}{R_o^2} = \frac{R_o - ZC_o}{(R_o^2 + \rho^2 + Z^2 - 2R_o C_o Z - 2S_o Z \rho \cos\nu)^{3/2}}$$

$$\Delta C_o = \frac{R_o C_o + S_o \rho \cos\nu - Z}{(R_o^2 + \rho^2 + Z^2 - 2R_o C_o Z - 2S_o Z \rho \cos\nu)^{1/2}} - C_o$$

$Z_1(\rho, \nu)$ et $Z_2(\rho, \nu)$ sont donnés par :

$$Z_1(\rho, \nu) = \frac{R_o R_1}{h S_o} \cdot \frac{A_1 - \sqrt{A_2}}{A_3}$$

$$Z_2(\rho, \nu) = \frac{R_o R_1}{h S_o} \cdot \frac{A_1 + \sqrt{A_2}}{A_3}$$

$$A_1 = \frac{C_o}{S_o} \frac{1 - \omega}{\omega} \cdot \frac{\rho^2}{R_1} \varepsilon_1 - \frac{C_o}{S_o} \cdot \frac{R_1}{\omega} \varepsilon_1 - (1 - \omega) \frac{\rho \cos \nu}{R_1}$$

$$A_2 = 1 - (1 - \omega)^2 \left(\frac{\rho \sin \nu}{R_1}\right)^2 - 2 \frac{C_o}{S_o} \rho \cos \nu \varepsilon_1 + \left(\frac{C_o}{S_o}\right)^2 \rho^2 \varepsilon_1^2$$

$$A_3 = 1 - 2 \frac{C_o}{S_o} \frac{\rho \cos \nu}{\omega} \varepsilon_1 - \left(\frac{C_o}{S_o} \cdot \frac{R_1}{\omega} \varepsilon_1\right)^2 + \left(\frac{C_o}{S_o} \frac{\rho}{\omega} \varepsilon_1\right)^2$$

avec R_1 = rayon du diaphragme avant

R_2 = rayon du diaphragme arrière

$\omega = h/R_o$

$\varepsilon = 1/R_o$

Des calculs de ce genre ont été faits dans le cas d'un diaphragme (ouverture) avant et d'un diaphragme arrière quelconques en tenant compte de la dimension du faisceau, par Breit et al [II.2] et par Critchfield et Dodder [II.3], jusqu'au second terme du développement de la section efficace près de l'angle considéré. Le calcul, dans le cas de deux diaphragmes circulaires, a été fait uniquement par Silverstein (II.1). Le calcul de $G_p(C_o)$ a été fait jusqu'à l'ordre p = 5 par la calculatrice IBM 7090. Pour $p \geqslant 2$, les valeurs de $G_p(C_o)$ deviennent négligeables par rapport à $G_o(C_o)$ (soit $< 1°/_{oo}$).

Le Tableau II.1 montre les valeurs de $G_p(C_o)$ et l'épaisseur de la cible pour des diaphragmes de rayon égal à 1 mm obtenues à partir de notre programme (n° 426 - S.P.N.B.E. - Saclay).

II.3 - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE ABSOLUE EXPERIMENTALE

Nous venons de voir que le taux de comptage est donné par :

$$Y(\theta_o) = n N \sum_{p=o}^{\infty} \sigma^{(p)}(C_o) \cdot G_p(C_o).$$

Pour calculer N, supposons que h_h soit la différence de hauteur de l'huile dans le manomètre et T_c la température dans la chambre. La pression du gaz, en centimètres de mercure, est :

$$P_c = \left(\frac{\rho_h}{\rho_m}\right) h_h .$$

Le nombre de molécules par centimètre cube, pour un gaz idéal à 0°C et à la pression atmosphérique normale, est :

$$n_c = (6,0247 \pm 0,0002) 10^{23} / 22\,400 = (2,68709 \pm 0,00009) 10^{19} \text{ mol./cm}^3$$

$$N = n_c \times \frac{273,16}{273,16 + T_c} \times \frac{P_c}{76} \times \alpha$$

$$= \frac{2,68709 \times 273,16 \times 10^{19}}{(273,16 + T_c) \times 76} \times \alpha \left(\frac{\rho_h}{\rho_m}\right) h_h$$

$$N = 9,658 \times 10^{19} \times \alpha \left(\frac{\rho_h}{\rho_m}\right) h_h / (273,16 + T_c).$$

De même :

$$n = (\beta I/\varepsilon) \times \frac{1}{1,602 \times 10^{-19}} = 0,6242 \times 10^{19} \left(\frac{\beta I}{\varepsilon}\right)$$

d'où :

$$Y(\theta_o) = 6,029 \times 10^{38} \left(\frac{\alpha\beta I}{\varepsilon} \times \frac{\rho_h}{\rho_m} h_h\right) / (273,16 + T_c) \times \sum_{p=o}^{\infty} \sigma^{(p)}(C_o)\ G_p\ (C_o)$$

ou bien

$$Y(\theta_o) = Y(C_o) = C \sum_{p=o}^{\infty} \sigma^p(C_o)\ .\ G_p(C_o)$$

avec

$$C = 6,029 \times 10^{38} \frac{\alpha\beta I}{\varepsilon} \frac{\rho_h}{\rho_m} h_h / (273,16 + T_c)$$

$G_p(C_o)$ dépend seulement de la géométrie du système et reste indépendant de $\sigma(C_o)$.

Le problème consiste maintenant à trouver $\sigma(C_o)$ en connaissant $Y(C_o)$ et $G_p(C_o)$.

II.4 - LISSAGE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE. CALCUL DES ERREURS

Les distributions angulaires des différents types de réactions peuvent être développées en fonction de polynômes de Legendre, ou fonctions de Bessel, dans le système du centre de masse. Dans le cas d'une diffusion élastique, ce genre de développement est encore possible si l'on enlève la distribution angulaire due à la diffusion de Rutherford.

Un développement similaire peut être fait dans le système du laboratoire, à la différence près que les coefficients du développement n'ont aucun rapport avec ceux évalués par d'autres théories dans l'interprétation des distributions angulaires.

Dans ce qui va suivre, nous allons traiter les paramètres obtenus dans le système du laboratoire comme des paramètres arbitraires que nous utiliserons pour le lissage de nos résultats expérimentaux.

On peut toujours écrire :

$$\begin{aligned} \sigma(C_o) &= A(1 - C_i^2)^{-2} + \sum_{L=o}^{L_{max}} B_L\ P_L\ (C_o) \\ &= 4A(1 - C_o)^{-2} + \sum_{L=o}^{L_{max}} B_L\ P_L\ (C_o) \end{aligned} \qquad (II.4.1)$$

d'où :

$$Y(C_o) = 4AC \sum_{p=o}^{\infty} G_p(C_o)\ (1 - C_o)^{-(p+2)}\ .\ (p+1)\ ! + C \sum_{L=o}^{L_{max}} B_L \sum_{p=o}^{L} G_p(C_o)\ (1 - C_o^2)^{-p/2}\ .\ P_L^p(C_o)$$

où $P_L^p(C_o)$ est le polynôme de Legendre associé, défini par la réf. [II.4].

$$P_L^p(C_o) = (1 - C_o^2)^{p/2} \frac{d^p}{dC_o^p} P_L(C_o).$$

Ces polynômes obéissent aux relations de récurrence suivantes :

$$P_{L+2}^p = \frac{(2L+3)}{L - p + 2} C_o\ P_{L+1}^p - \frac{L + p + 1}{L - p + 2} P_L^p$$

pour $p = 0$ on a $P_L^o = P_L$

" $L = 0$ " " $P_0^o = P_0 = 1$

" $L = 1,\ p = 0$ " " $P_1^o = P_1 = C_o$

" $L = p$ " " $P_L^L = (2L - 1)!! \ (1 - C_o^2)^{L/2}$

Définissons les relations suivantes :

$$X_1(P_{max}, C_o) = \sum_{p=o}^{p_{max}} G_p(C_o) \ (1 - C_o)^{-(p+2)} \ldots (p + 1) \ !$$

$$X_2(L, C_o) = \sum_{p=o}^{L} G_p(C_o) \ (1 - C_o^2)^{-p/2} \ P_L^p(C_o).$$

On a alors :

$$Y(C_o) = C \left[4A \ X_1(p_{max}, C_o) + \sum_{L=o}^{L_{max}} B_L \ X_2(L, C_o) \right] \qquad (II.4.2)$$

Les fonctions $X_1(p_{max}, C_o)$ et $X_2(L, C_o)$ sont calculables. Les coefficients A et B_L peuvent être obtenus à partir des résultats expérimentaux par le lissage des courbes avec la méthode des moindres carrés dans le système du laboratoire. On peut donc obtenir la section efficace absolue dans le système du laboratoire par la formule (II.4.1).

Signalons enfin que le maximum d'ordre d'expression dans la formule (II.4.1), c'est-à-dire la valeur de L_{max}, peut être quelconque dans le cas de la diffusion élastique à cause de l'interaction coulombienne. Cette valeur est uniquement déterminée par le meilleur lissage des courbes obtenues.

Soit alors m le nombre des points expérimentaux et $n = L_{max} + 2$.

Il est clair que m doit être supérieur ou égal à n.

La relation (II.4.2) peut être écrite sous la forme suivante :

$$Y_i(C_o) = \sum_{L=1}^{L_{max}+2} D(L). \ X(L, C_{o_i})$$

où :

$$Y_i(C_o) = Y(C_{o_i})/C$$

$$D(1) = 4A$$

$$D(2) = B_o$$

$$D(L) = B_{L-2}$$

$$X(1, C_{o_i}) = X_1(p_{max}, C_{o_i})$$

$$X(2, C_{o_i}) = X_2(L - 2, C_{o_i})$$

soit alors :

$$Y_{i\,exp} = Y_{exp}(C_{o_i})/C$$

$$\langle Y_{i\,exp} \rangle = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} Y_{i\,exp}$$

$\sigma_i^2 = \langle (Y_{i\,exp} - \langle Y_{i\,exp} \rangle)^2 \rangle$ l'écart moyen standard

et

$\omega_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$ le poids statistique.

Les coéfficients D(L) sont obtenus en minimisant l'expression suivante : [II.5]

$$\chi^2 = \sum_i \omega_i \left(Y_{i\,exp} - \sum_{L=1}^{L_{max}+2} D(L)\ X\ (L,\ C_{o_i}) \right)^2 \qquad (II.4.3)$$

d'où :

$$\sum_i \omega_i \left(Y_{i\,exp} - \sum_{L=1}^{L_{max}+2} D(L)\ X\ (L,\ C_{o_i}) \right) X\ (L',\ C_{o_i}) = 0. \qquad (II.4.4)$$

Définissons l'élément de matrice suivant :

$$C_{LL'} = \sum_i \omega_i\ X\ (L,\ C_{o_i})\ X\ (L',\ C_{o_i}) = C_{L'L}\ ;$$

on peut donc écrire la matrice C comme suit :

$C = \tilde{X}\ \omega\ X$ $\qquad$ $\tilde{X}$ = transposé de la matrice X

C est une matrice $(L_{max} + 2) \times (L_{max} + 2)$

ω " " " $(m \times m)$

X " " " $(m \times (L_{max} + 2))$

De même si l'on pose :

$$\xi_{L'} = \sum_i \omega_i\ Y_{i\,exp} \times X(L',\ C_{o_i}).$$

Le vecteur ξ sera défini par :

$$\xi = \tilde{X}\ \omega\ Y.$$

L'équation (II.4.4) entraine donc ;

$$\xi = CD$$

ou bien :

$$D = C^{-1}\ \xi \qquad (II.4.5)$$

ou bien :

$$D_L = \sum_{L'} C^{-1}_{LL'}\ \xi \quad . \qquad (II.4.6)$$

Signalons que l'on peut démontrer que le poids ω_i peut être multiplié par un facteur quelconque, le résultat restant toujours le même. Les coefficients D_L sont uniquement une fonction linéaire et homogène de $Y_{i\,exp}$, donc du taux de comptage. Mais, par suite de la déviation moyenne σ^2, il y aura une déviation moyenne pour les D_L.

Ecrivons la relation (II.4.6) sous la forme suivante :

$$D_L = \sum_i B_L\ \omega_i\ Y_{i\,exp}$$

où

$$B_{L_i} = \sum_{L'} C^{-1}_{LL'}\ X\ (L',\ C_{o_i})$$

on pourra donc, de la même manière, écrire :

$$\sigma^2(D_L) = \sum_i B_{L_i}^2 \; \omega_i^2 \; \sigma^2(Y_{i\,exp})$$

$$= \sum_{iL'K} C_{LL'}^{-1} \; C_{KL}^{-1} \; X_{iL} \; X_{iK} \; \omega_i$$

$$= C_{LL}^{-1}$$

On voit que la déviation moyenne au carré des coefficients D_L est donnée par les termes diagonaux de la matrice inverse de C ; de plus, on peut voir égal ment que $\sigma^2(D_L)$ est indépendant du coefficient de normalisation et dépend, d'une manière linéaire et homogène, de $\sigma^2(Y_{i\,exp})$.

Le calcul d'erreur que l'on vient de faire est applicable à un cas purement statistique mais, si l'on considère le cas général où se rencontrent d'autres sources d'erreurs que l'erreur statistique, avec des définitions différentes, on peut voir que (II.5) :

$$\sigma^2(D_L) = \frac{\chi^2}{m - n} C_{LL}^{-1}.$$

Si $\frac{\chi^2}{m - n} \gg 1$, le lissage n'étant pas bon, des polynômes d'ordre supérieur sont nécessaires.

Il faut aussi remarquer que cette méthode n'est utile que lorsque la différentielle de la section efficace, aux points extrêmes, varie d'une manière continue dans la mesure de la distribution angulaire. Si cette condition n'est pas remplie, la variation, même en un point extrême, pourra introduire des erreurs dépendant de la variation des dérivées de la section efficace en ce point.

Tableau II.1

R_o = 12,80 cm ; $R_1 = R_2$ = 0,1 cm ; h = 4,22 cm ; Inclinaison de l'axe du diaphragme = 30,0°

angle lu (degré)	angle réel (degré)	G_o (10^{-3} cm)	G_1 (10^{-7} cm)	G_2 (10^{-8} cm)	G_3 (10^{-11} cm)	épaisseur de la cible (cm)
0,0	30,0	0,2180	0,3063	0,8699	- 0,3114	2,040
5,0	30,38	0,2155	0,3017	0,8797	- 0,3137	2,017
10,0	31,48	0,2087	- 0,2888	0,9083	- 0,3202	1,952
15,0	33,23	0,1989	- 0,2699	0,9531	- 0,3296	1,859
20,0	35,53	0,1875	- 0,2476	1,0108	- 0,3400	1,751
25,0	38,29	0,1759	- 0,2234	1,0776	- 0,3497	1,641
30,0	41,41	0,1648	- 0,2004	1,1502	- 0,3566	1,536
35,0	44,81	0,1546	- 0,1779	1,2255	- 0,3594	1,441
40,0	48,44	0,1457	- 0,1567	1,3010	- 0,3568	1,357
45,0	52,24	0,1379	- 0,1369	1,374	- 0,3480	1,283
50,0	56,17	0,1312	- 0,1184	1,444	- 0,3324	1,221
55,0	60,22	0,1256	- 0,1012	1,5088	- 0,3098	1,168
60,0	64,34	0,1209	- 0,0849	1,5670	- 0,2805	1,125
65,0	68,53	0,1171	- 0,0695	1,6177	- 0,2448	1,089
70,0	72,77	0,1141	- 0,0548	1,6603	- 0,2033	1,061
75,0	77,05	0,1118	- 0,0465	1,6941	- 0,1570	1,040
80,0	81,35	0,1102	- 0,0269	1,7185	- 0,1068	1,025
85,0	85,67	0,1093	- 0,0134	1,7333	- 0,0541	1,016
90,0	89,99	0,1090	- 0,00	1,7383	0,0	1,013

Valeurs du facteur géométrique $G_p(C_o)$ et épaisseur de la cible pour $30° < \theta_{LAB} < 150°$ pour des diaphragmes de rayon égal à 1 mm. Les autres paramètres intervenant dans le calcul des $G_p(C_o)$ sont définis sur la figure II.1.

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

III.1 - RESULTATS CONCERNANT LE SYSTEME DE POMPAGE DIFFERENTIEL

Les prédictions théoriques, qui auraient permis de calculer et de construire un système de pompage différentiel, n'existant pas, nous avons été amenés à faire différents essais afin de trouver les meilleures conditions de fonctionnement nous permettant de réaliser nos expériences.

Pour étudier la variation de la pression dans le système de pompage différentiel, nous avons procédé de deux manières :

Dans une première série d'essais, nous avons mesuré les pressions sur les trois étages du système de pompage en faisant varier 1) la pression du gaz dans la chambre, 2) les diamètres des diaphragmes, 3) le nombre des diaphragmes.

Les figures (III.1b, c, d) montrent la variation de la pression dans les trois étages en fonction des diamètres et du nombre des diaphragmes.

Comme on peut le voir sur ces graphiques, on améliore le fonctionnement du système en augmentant le nombre de diaphragmes et en diminuant leurs diamètres. Mais la variation de pression n'est pas très sensible.

Pour étudier la variation de la pression entre les diaphragmes situés entre deux étages consécutifs, nous avons construit une pièce permettant de mesurer à la fois la pression dans six points différents.

Comme il fallait s'y attendre, la chute de pression est très faible entre les diaphragmes (fig. III.1a). En effet, étant donné qu'on dispose de diaphragmes dont les diamètres intérieurs sont beaucoup plus petits que les diamètres extérieurs, et que la distance entre deux diaphragmes consécutifs, la probabilité pour qu'une molécule étant entrée dans la zone située entre deux diaphragmes puisse en sortir est égale à sa probabilité d'y entrer. C'est pourquoi la pression doit rester sensiblement la même tout au long d'un étage.

Par contre, les molécules qui traversent le dernier diaphragme sont absorbées immédiatement par la pompe. Il se produit donc une chute très brusque de la pression à cet endroit.

Le calcul de la conductance des systèmes aussi compliqués que le nôtre est assez difficile et, souvent, on est obligé de choisir expérimentalement les différents éléments du système de pompage. Néanmoins, dans les cas simples où l'on a un seul diaphragme, et moyennant certaines hypothèses simplificatrices, on peut calculer le nombre des particules pour un régime d'entraînement visqueux (III.1) et un régime d'écoulement moléculaire (III.2).

Signalons enfin que les anomalies observées sur la figure (III.1a) sont dues, en partie, au dégazage des différentes matières se trouvant dans la zone de mesure.

III.2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS POUR $^{12}C(p, p)^{12}C$, $^{12}C(p, p')^{12}C^*$ ET $C(p, p'')^{12}C^*$

Nous avons entrepris une série de mesures de 17 fonctions d'excitation, pour des énergies de protons incidents comprises entre 4,6 et 11,4 MeV. Selon les régions, on a choisi un pas de variation d'énergie compris entre 25 et 100 keV, les angles des détecteurs étant compris entre 30° et 150° dans le système du laboratoire.

La cible gazeuse utilisée était du méthane (CH_4) à 99,95 pour-cent de pureté contenant 0,01 pour-cent d'azote et d'oxygène comme impuretés. Aucune analyse n'a été faite pour évaluer les

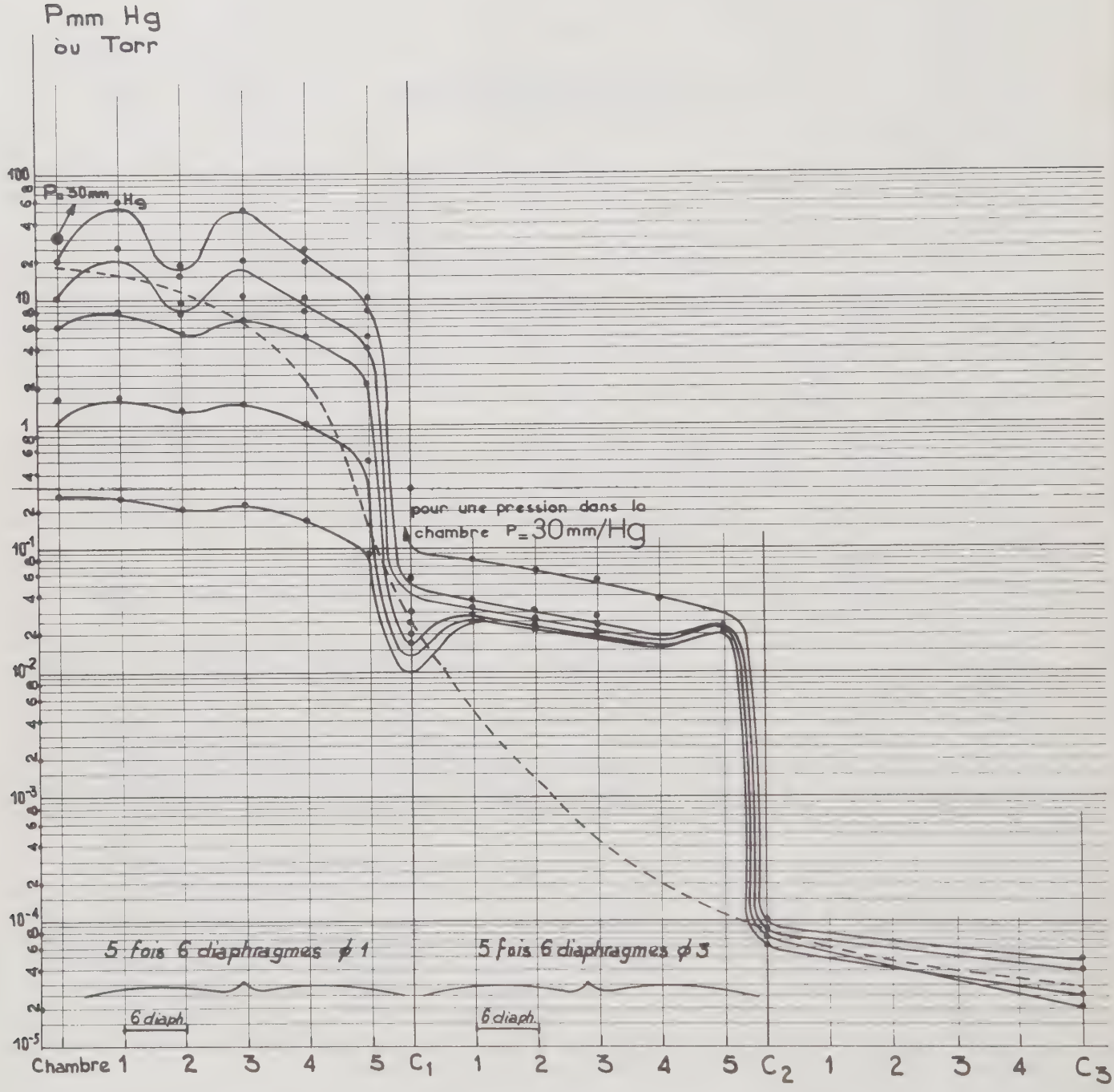


Figure III.1a : Variation de la pression entre deux étages consécutifs du système de pompage différentiel en fonction des diamètres, du nombre de diaphragmes et des pressions initiales dans la chambre.

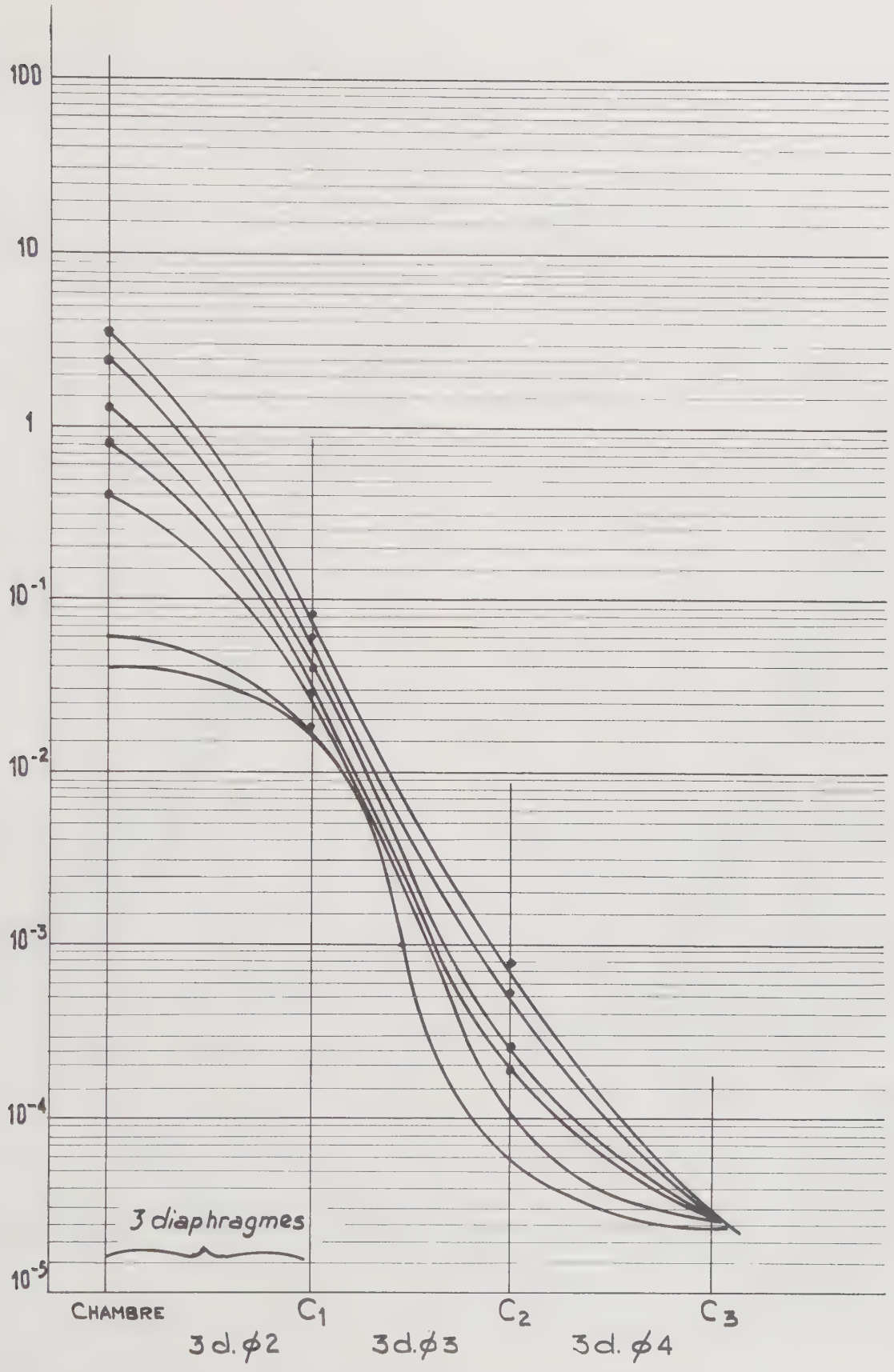


Figure III.1b

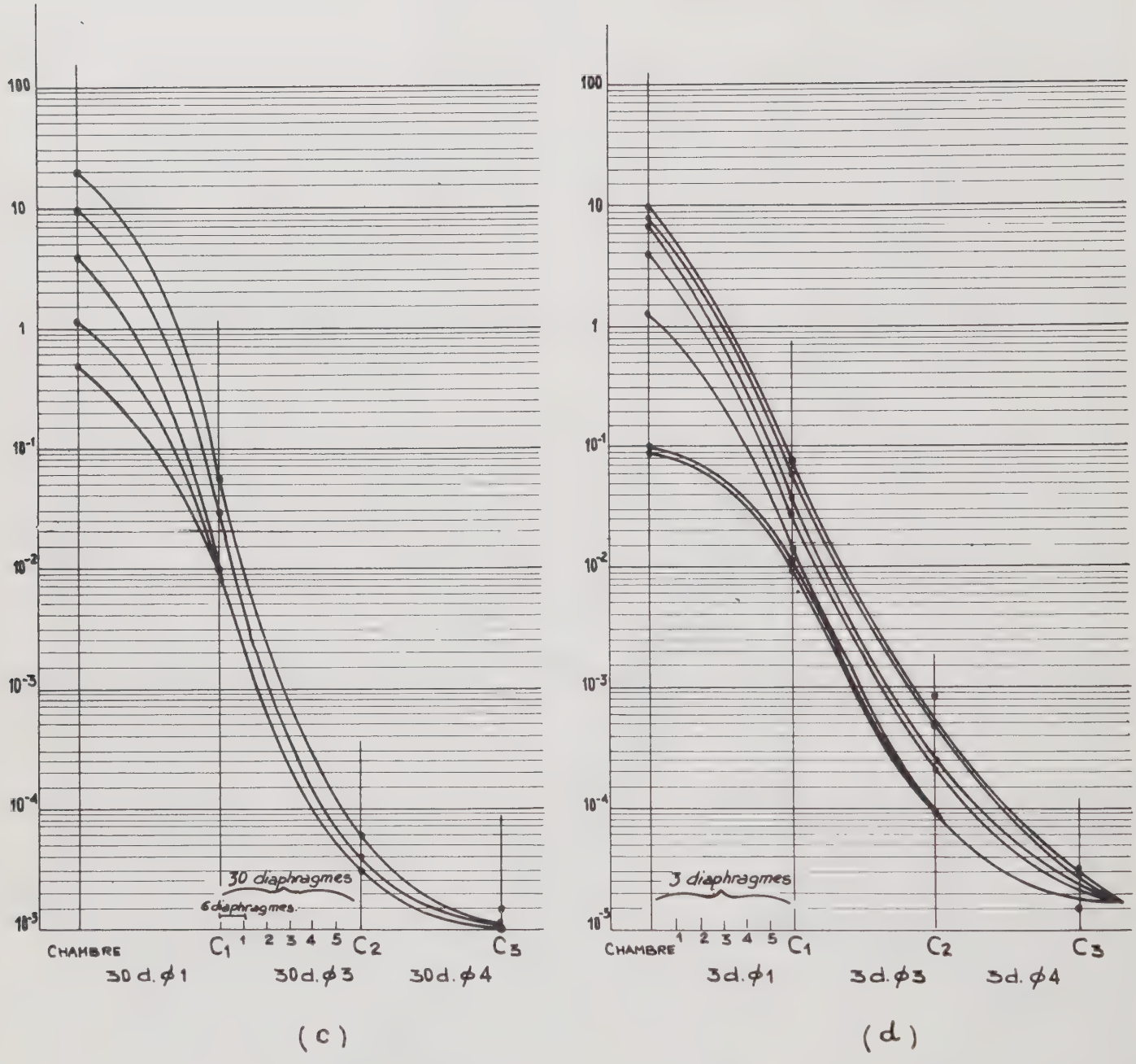


Figure III.1b,c,d : Mesure de la pression dans les trois étages du système de pompage différentiel en fonction des diamètres et du nombre de diaphragmes pour plusieurs pressions initiales dans la chambre. Ces figures ont été dessinées avec seulement quatre points. Les portions qui sont entre deux étages consécutifs n'ont donc pas de sens physique réel (voir figure III.1a).

autres teneurs en impuretés mais les spectres sont propres, ce qui laisse à supposer qu'elles sont négligeables. La pression du gaz dans la chambre est maintenue à une valeur fixe. Pour atteindre un régime stable à débit constant, il faut attendre de 30 minutes à une heure.

La figure (III.2.1) montre l'évolution de la pression en fonction du temps. Comme on peut le voir, la pression reste pratiquement à la même valeur pendant une durée assez longue (60 heures).

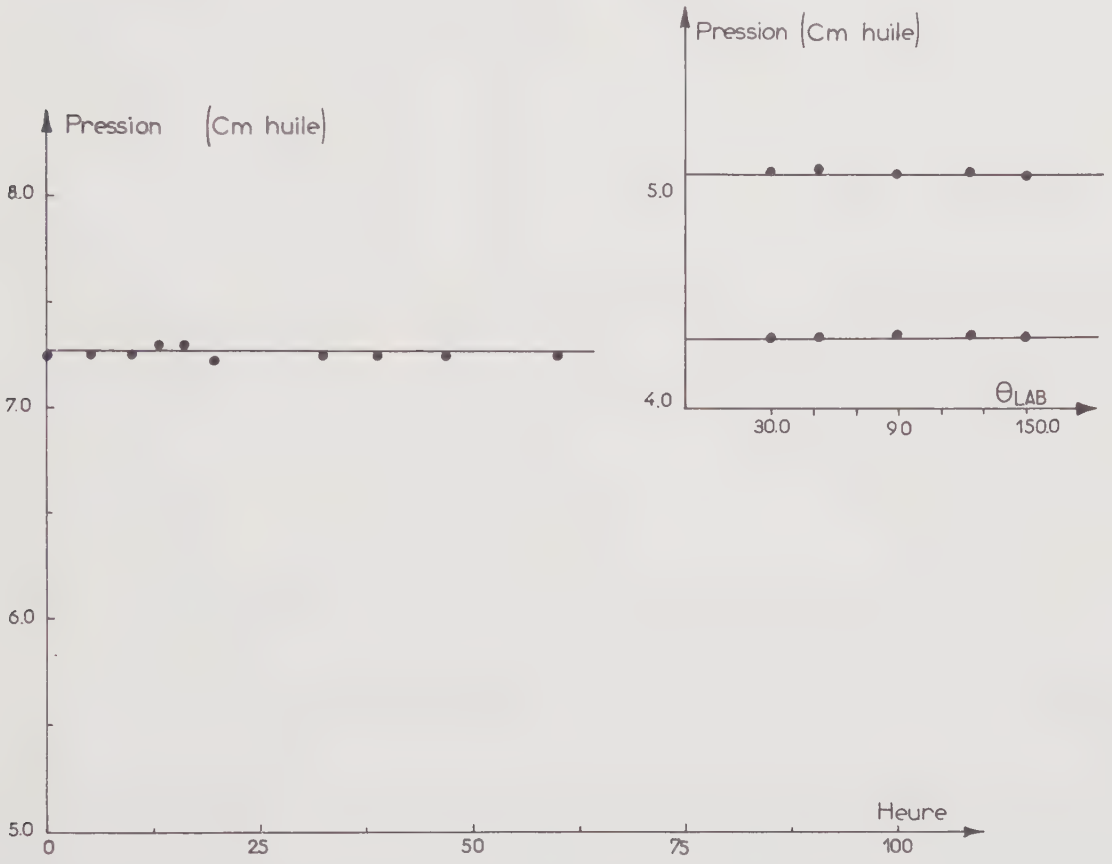


Figure III.2.1 - Evolution de la pression en fonction du temps à l'intérieur de la chambre. L'encart montre la variation de la pression dans différents angles de la chambre.

Ceci montre le grand intérêt que présente le travail avec ce genre de cible car on évite ainsi tout ennui de dépôt de carbone ou autre matière qui accompagne toujours le faisceau incident. Néanmoins, pour s'assurer de l'homogénéité de la cible, nous avons mesuré la pression dans différentes parties de la chambre.

L'encart de la figure (III.2.1) montre la variation de la pression en fonction des angles.

Pour la mesure des fonctions d'excitation, nous avons utilisé dix détecteurs dont quatre cristaux d'iodure de césium et six jonctions à barrière de surface. Les jonctions ayant une profondeur de 8 MeV en protons, on a été obligé de les disposer à des angles situés vers l'arrière. Néanmoins, pour des énergies de protons incidents supérieures à 9,8 MeV, la jonction le plus en avant (θ_{lab} = 90°) perd sa linéarité et sa résolution de sorte que le pic élastique de protons (E_p (90°) = 8,8 MeV) commence à s'élargir à partir de E_p = 9,8 MeV. La figure (III.2.2) montre les courbes de réponse type des cristaux et des jonctions.

Malgré la détérioration, à partir de E_p = 10 MeV, de la résolution des jonctions le plus en avant, étant donné qu'aucun pic parasite dû à des impuretés n'apparaît entre les pics élastique et inélastique et que les spectres sont "propres", nous avons pu prendre en considération les valeurs de ces détecteurs jusqu'à 11 MeV.

Pour obtenir la section efficace absolue, nous avons mesuré la précision de différents appareils mis à notre disposition. C'est ainsi qu'à l'aide d'une pile étalon de 1,35 ± ($\leq$ 0,01) V et de résistances

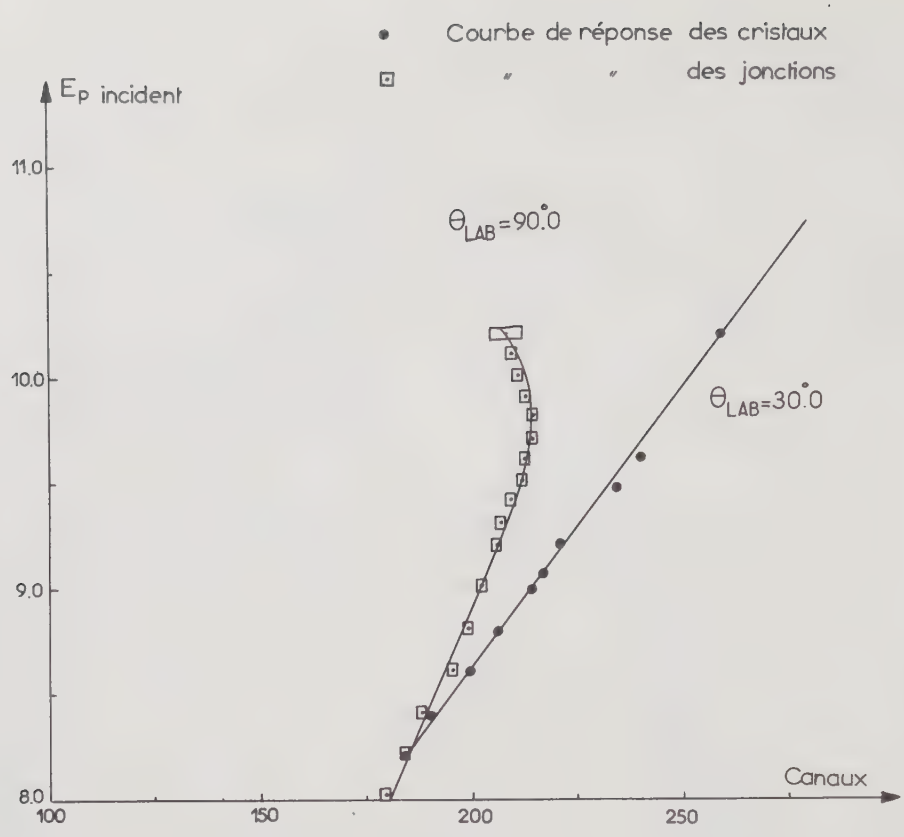


Figure III.2.2 - Courbes de réponse types des cristaux de ICs et des jonctions à barrière de surface type n.

ayant une précision d'environ 0,5 pour-cent, nous avons mesuré la charge vraie et la charge vue dans l'intégrateur, ceci en branchant la pile sur la cage de Faraday. Pour un courant de 0,1 μA et des durées de mesures de 30 minutes à 1 h 30, on a trouvé une précision d'environ 1 pour-cent. Cette précision devient légèrement supérieure à 1 pour-cent pour des courants inférieurs à 0,1 μA.

Toutefois, la précision sur la mesure de la charge totale est inférieure à cette valeur à cause des deux faits suivants :

1/ La perte de charges, due aux électrons secondaires qui peuvent quitter la cage, augmentera l'erreur sur la mesure. Celle-ci introduit une erreur systématique ayant pour effet de diminuer légèrement la section efficace ; cet effet se reproduira sur toutes les mesures. Des mesures, dans des conditions légèrement différentes des nôtres, ont été faites par L.H. Johnston et al (III.3). Elles montrent qu'une erreur de 4 pour-cent peut résulter de la mesure de la charge à 10 MeV. L'expérience a été faite par diffusion élastique (p, p) en l'absence d'un potentiel de - 1000 V, qui empêchait la fuite des électrons secondaires, et en présence d'un champ de 400 gauss d'axe perpendiculaire à celui de la cage.

2/ Le vide dans la cage de Faraday n'était pas excellent ($5 - 10 \times 10^{-5}$ mm de mercure). Ceci est dû au fait que la feuille de nickel qui isole cette cage du reste de la chambre n'était pas absolument étanche.

La comparaison de nos résultats concernant la diffusion de protons sur l'hydrogène et des résultats précis des autres auteurs (~ 1 pour-cent) montre un accord supérieur à 4 pour-cent. Nous estimons donc l'erreur sur nos mesures, due à la collection des charges, égale à 4 pour-cent. La figure (III.2.3) montre la comparaison de nos résultats à $\theta_{lab} = 30°$ avec les résultats d'autres auteurs [III.3-III.8].

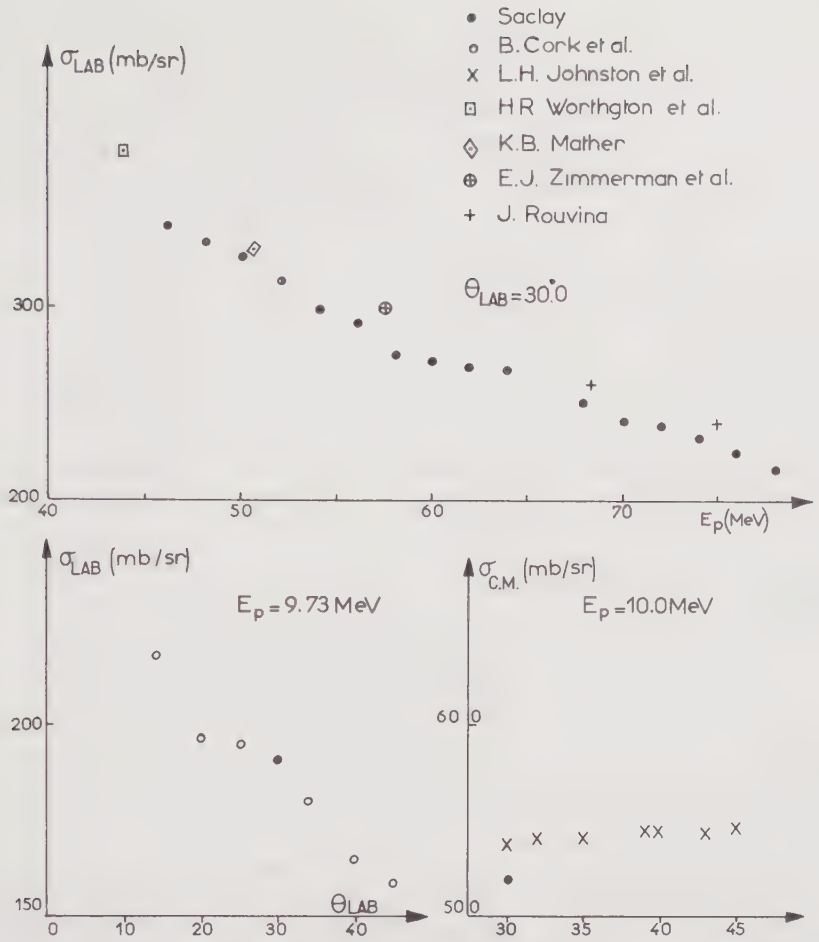


Figure III.2.3 - Diffusion des protons sur l'hydrogène comparée entre nos résultats à $\theta_{LAB} = 30°$ et ceux d'autres auteurs (voir références [III.3] à [III.8]).

Nous avons déterminé le facteur géométrique G à l'aide de la réaction ^{40}A (p, p) ^{40}A. Cette réaction est purement du type de diffusion Rutherford pour des énergies de protons incidents comprises entre 2 et 3 MeV, pour les angles en avant ($\theta_{lab} < 90°$).. En effet :

$$y(\theta_{lab}) = n\ N\ \sigma_R(\theta_{lab})\ G(\theta_{lab})$$

où :

$y(\theta_{lab})$ = taux de comptage

n = nombre de particules incidentes/seconde

N = nombre de particules-cibles/cm^3

$\sigma_R(\theta_{lab})$ = section efficace de Rutherford en cm^2

$G(\theta_{lab})$ = facteur géométrique de la chambre en cm

Nous avons donc mesuré le taux de comptage à trois énergies différentes (2,4 ; 2,6 ; 2,7 MeV) pour un angle $\theta_{lab} = 30°$, pour tous les détecteurs.

Les valeurs de G ainsi obtenues sont en bon accord avec les valeurs G calculées théoriquement, dans une limite de précision d'environ 5 pour-cent pour les détecteurs d'iodure de césium. La concordance entre les valeurs de G théoriques et expérimentales devient moins bonne pour les détecteurs à jonction (précision 10 pour-cent). Ceci peut provenir du fait que les surfaces des jonctions ne sont pas suffisamment grandes, de sorte qu'un léger déplacement des axes des détecteurs par rapport aux axes des supports des jonctions suffirait pour introduire une erreur. On a donc calculé les sections efficaces absolues avec les valeurs expérimentales de G.

Le tableau III.1 montre la comparaison de nos résultats expérimentaux concernant le facteur G avec les valeurs G calculées théoriquement.

Tableau III.1

Détecteur	θ_{lab}	Diamètre des diaphragmes	$G_{théon}$	$G_{exp.}$
PM1	30°	1,48 mm	$0,090 \times 10^{-4}$ cm	$0,0823 \times 10^{-4}$ cm
PM2	"	2,05 mm	$0,238 \times 10^{-3}$ cm	$0,230 \times 10^{-3}$ cm
PM3	"	"	"	0,231 × " "
PM4	"	"	"	0,229 × " "
J1	"	"	"	0,182 × " "
J2	"	"	"	0,187 × " "
J3	"	"	"	0,190 × " "
J4	"	"	"	0,192 × " "
J5	"	"	"	0,218 × " "
J6	"	"	"	0,224 × " "

Les symboles PMi désignent les cristaux d'iodure de césium
Les " Ji " les jonctions à barrière de surface

Comparaison expérience-calcul théorique concernant le facteur G.

Signalons enfin que les autres erreurs, notamment celles sur la lecture de la pression, la température dans la chambre, la mesure de la densité de l'huile de silicone, celles dues à la contamination et aux diffusions multiples, sont toutes inférieures à 0,3 pour-cent et que leur somme ne dépasse pas 1 pour-cent. L'erreur due à la diffusion au bord des diaphragmes est d'environ 1 pour-cent. Nos principales sources d'erreurs résident donc dans la mesure de la charge totale, du facteur géométrique G et dans la statistique. Nous avons donc respectivement évalué ces erreurs à 4, 4,5 et 3 pour-cent. L'erreur statistique dépasse parfois 3 pour-cent pour la diffusion élastique mais elle est généralement inférieure à cette valeur.

Dans le cas de la diffusion inélastique $^{12}C(p, p')^{12}C^*$, l'erreur statistique est en général située autour de 5 pour-cent, valeur à laquelle s'ajoute, vers les angles en avant, et aux énergies inférieures à 9,5 MeV, une erreur qui provient de l'extraction des pics et qui varie entre 2 et 5 pour-cent selon la région. Pour la réaction $^{12}C(p, p'')^{12}C^*$, l'erreur statistique est de l'ordre de 4 à 7 pour-cent et l'erreur de l'extraction des pics peut atteindre, au maximum, 10 pour-cent.

Compte tenu de toutes ces erreurs, nous estimons l'erreur dans le cas de la diffusion élastique à environ 6,5 pour-cent et, dans le cas de la diffusion inélastique $^{12}C(p, p')^{12}C^*$, à 10 pour-cent tandis qu'elle est estimée à 15 pour-cent pour la réaction $^{12}C(p, p'')^{12}C^*$.

Les figures III.2.4-13 montrent la variation des sections efficaces absolues, en fonction de l'énergie, pour les réactions (p, p), (p, p') et (p, p''). Nos résultats sont en bon accord avec ceux de Y. Nagahara [0.11] pour les réactions (p, p) et (p, p') (triangles pleins), avec ceux de C.W. Reich et al [0.7] pour les réactions (p, p) (cercles vides). Sur ces figures on trouve également, pour les réactions (p, p'), les résultats de G.E. Fisher [0.6] (carrés) à 10 MeV et de W.E. Burcham et al [0.5] (astérisques) à 9,5 MeV.

Signalons que l'énergie du tandem a été calibrée à l'aide de la réaction $^{27}Al(p, n)^{27}Si$ ainsi que de la diffusion inélastique des protons sur le silicium aux environs de $E_p = 5,2$ MeV pour $\theta_{lab} = 90°$. Cela nous a permis de calculer les énergies du tandem avec une précision de ± 5 keV dans la région d'énergie de 5,8 MeV.

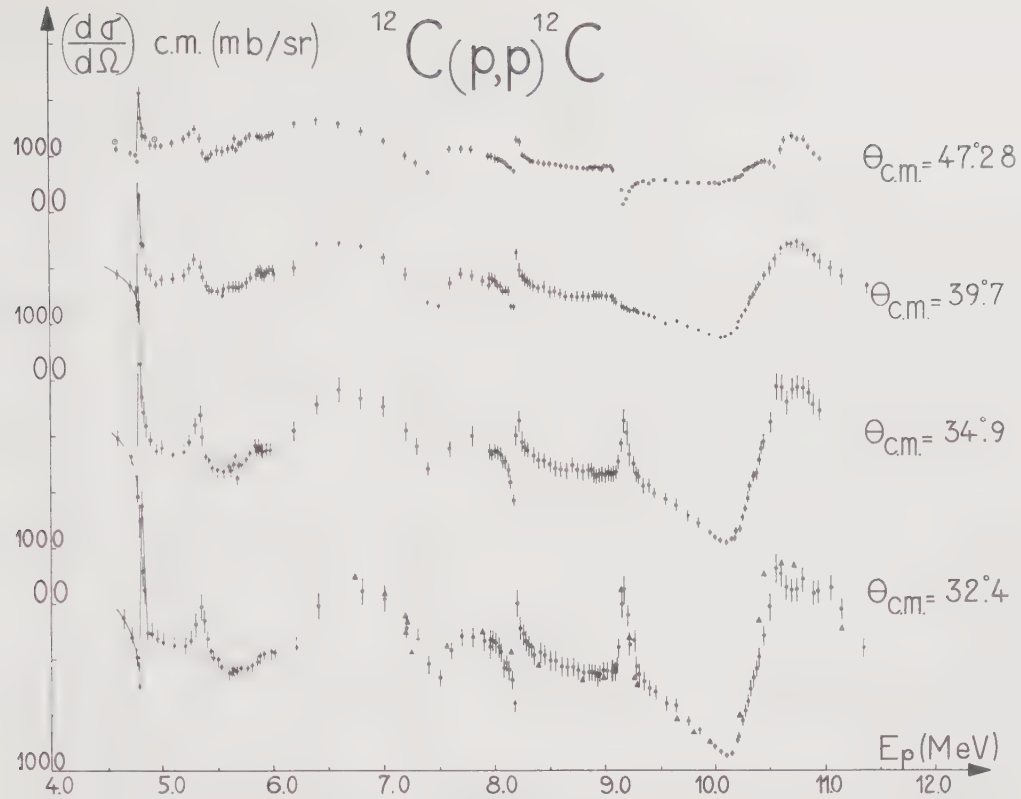


Figure III.2.4

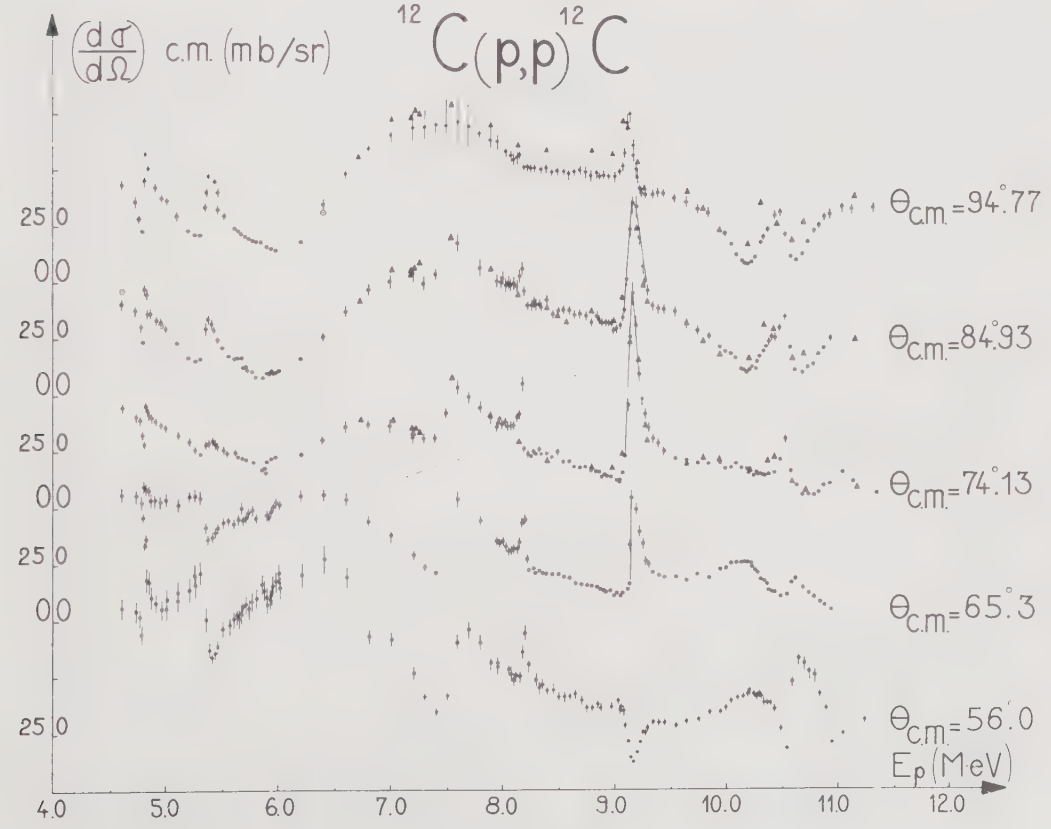


Figure III.2.5

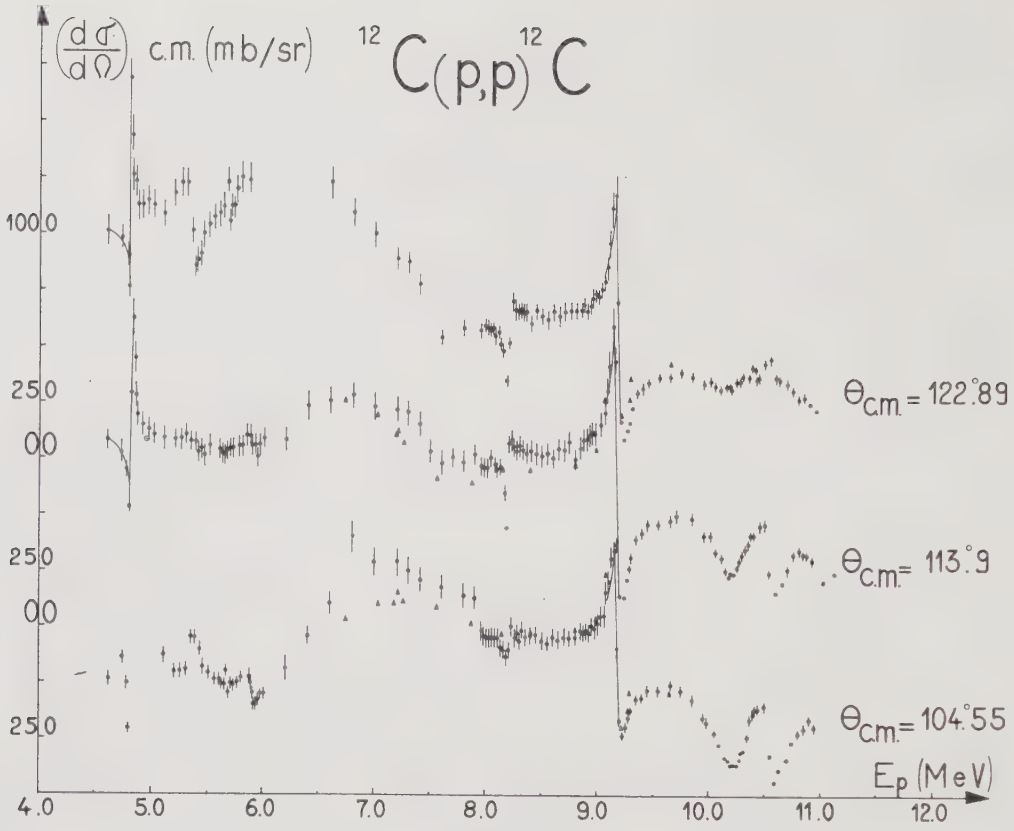


Figure III. 2. 6

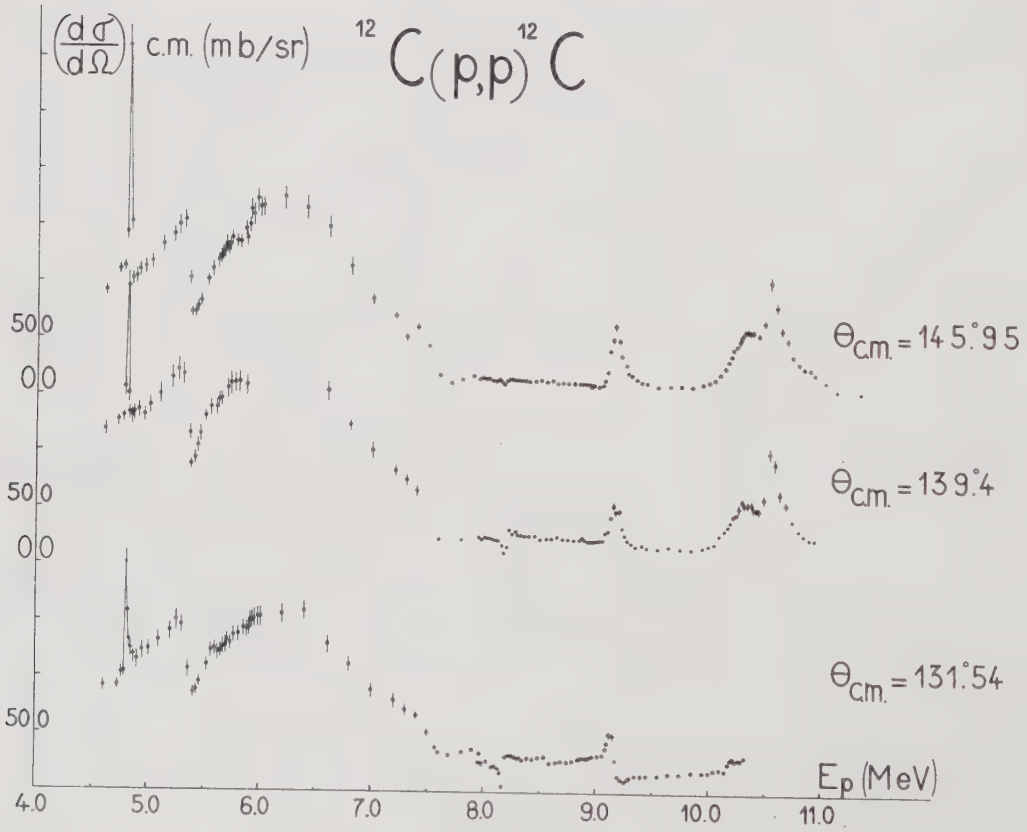


Figure III. 2. 7

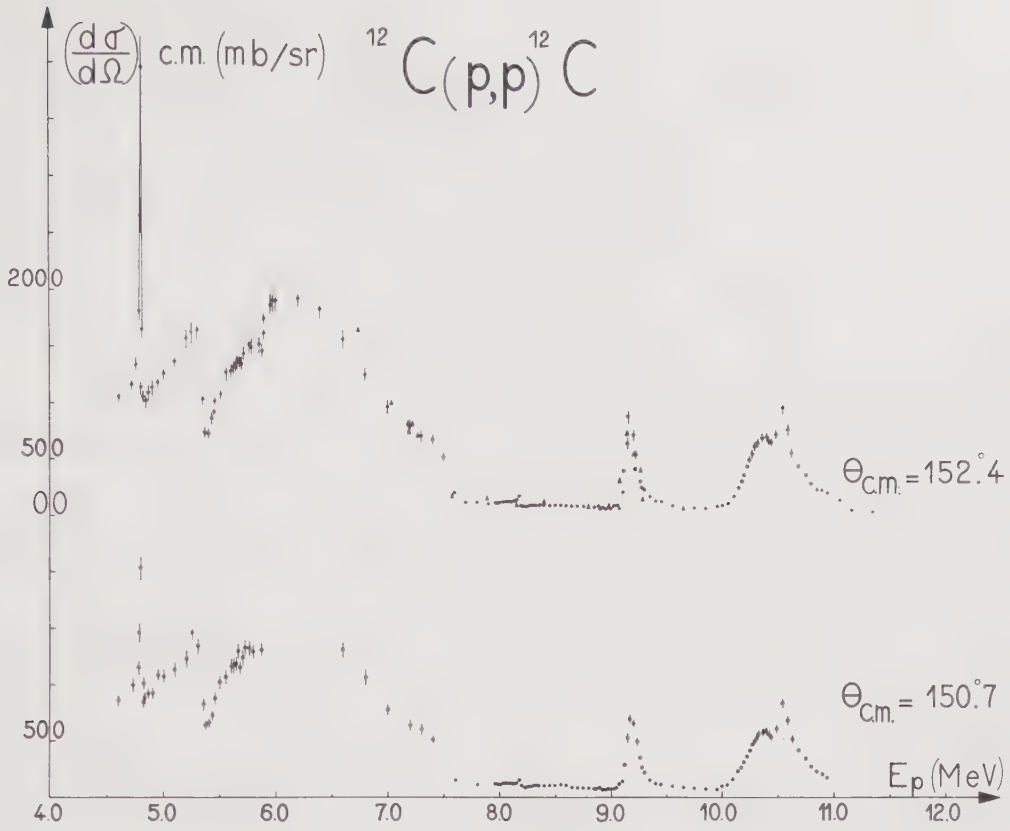


Figure III.2.8

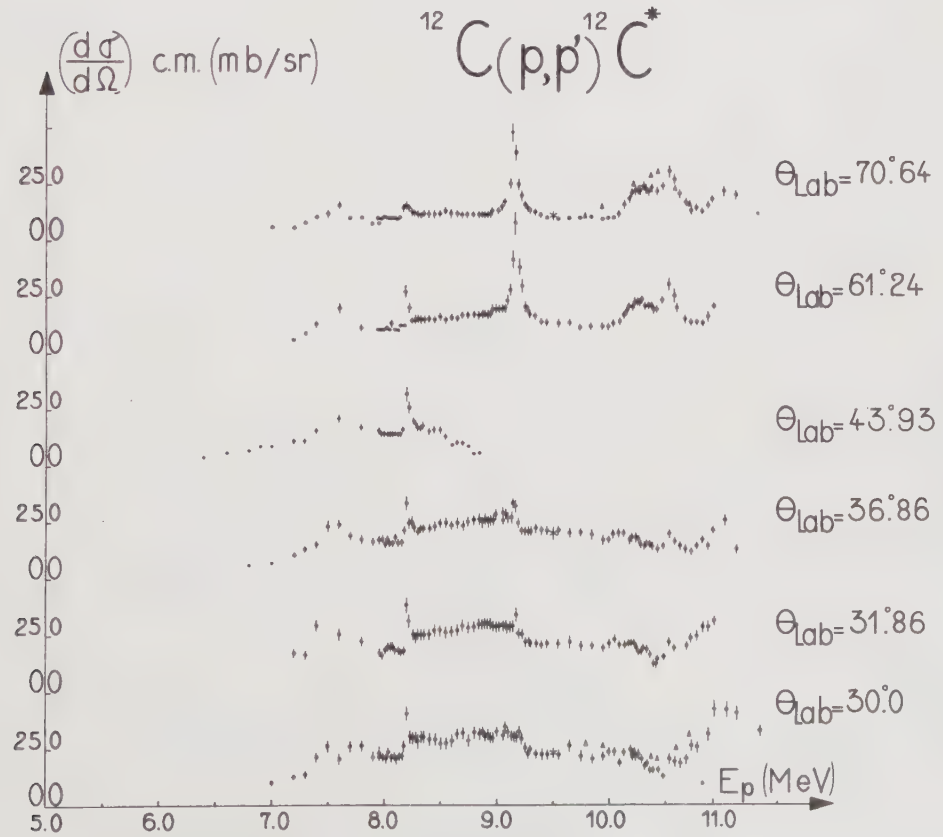


Figure III.2.9

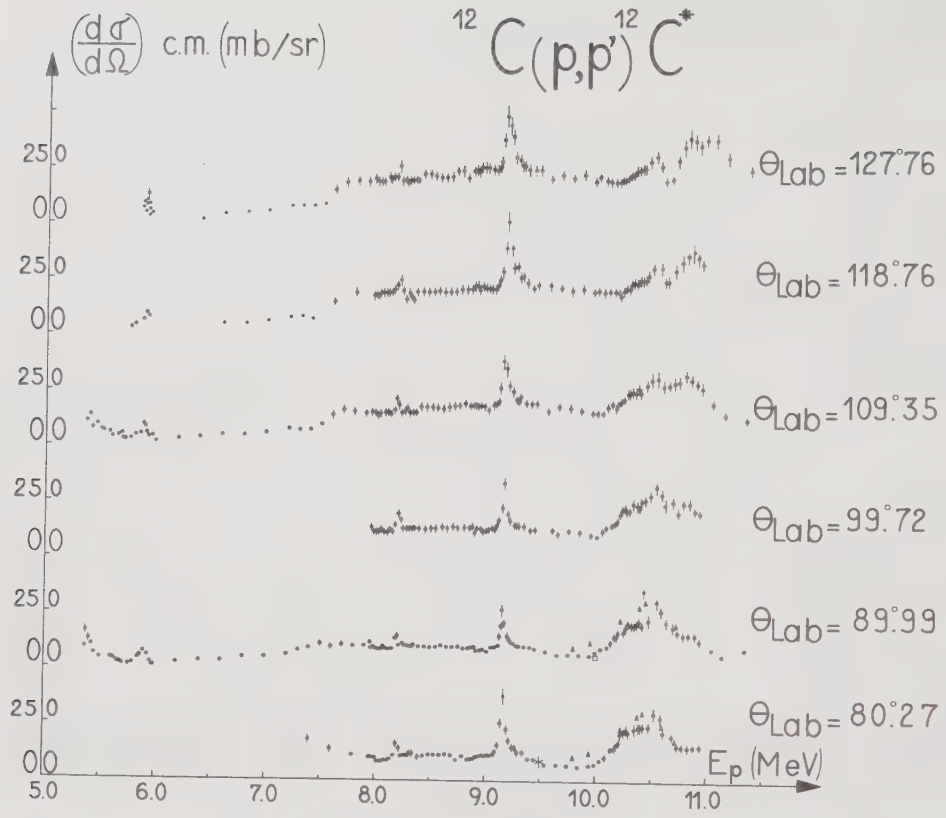


Figure III.2.10

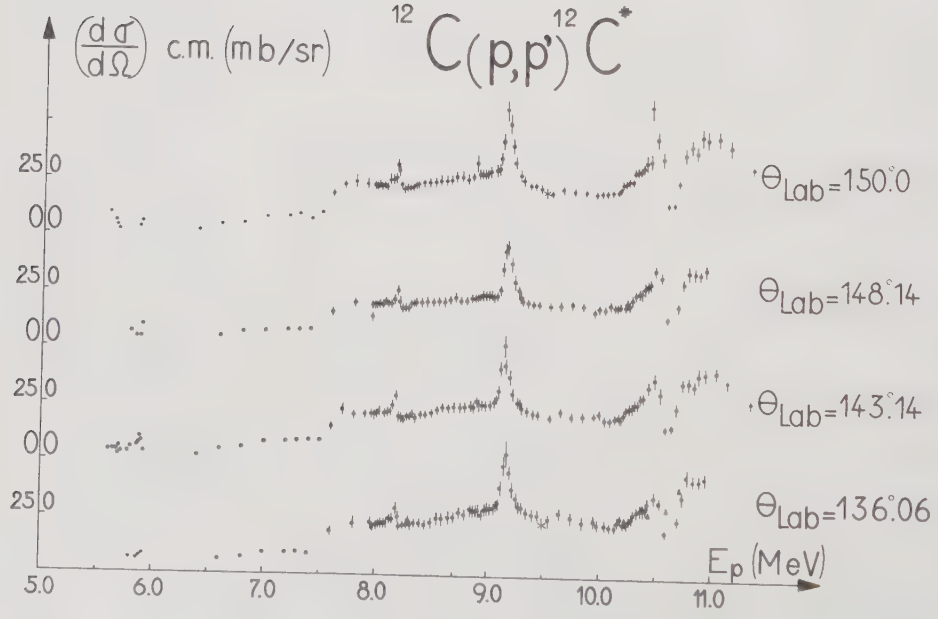


Figure III.2.11

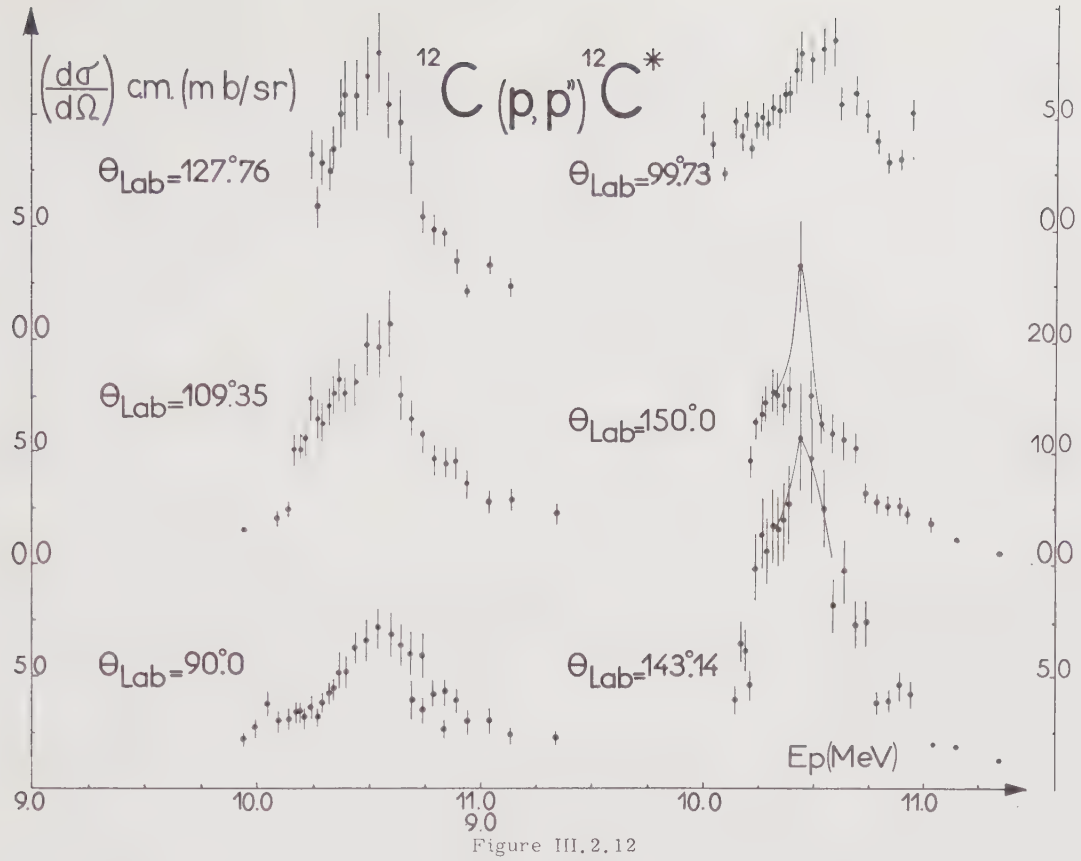


Figure III.2.12

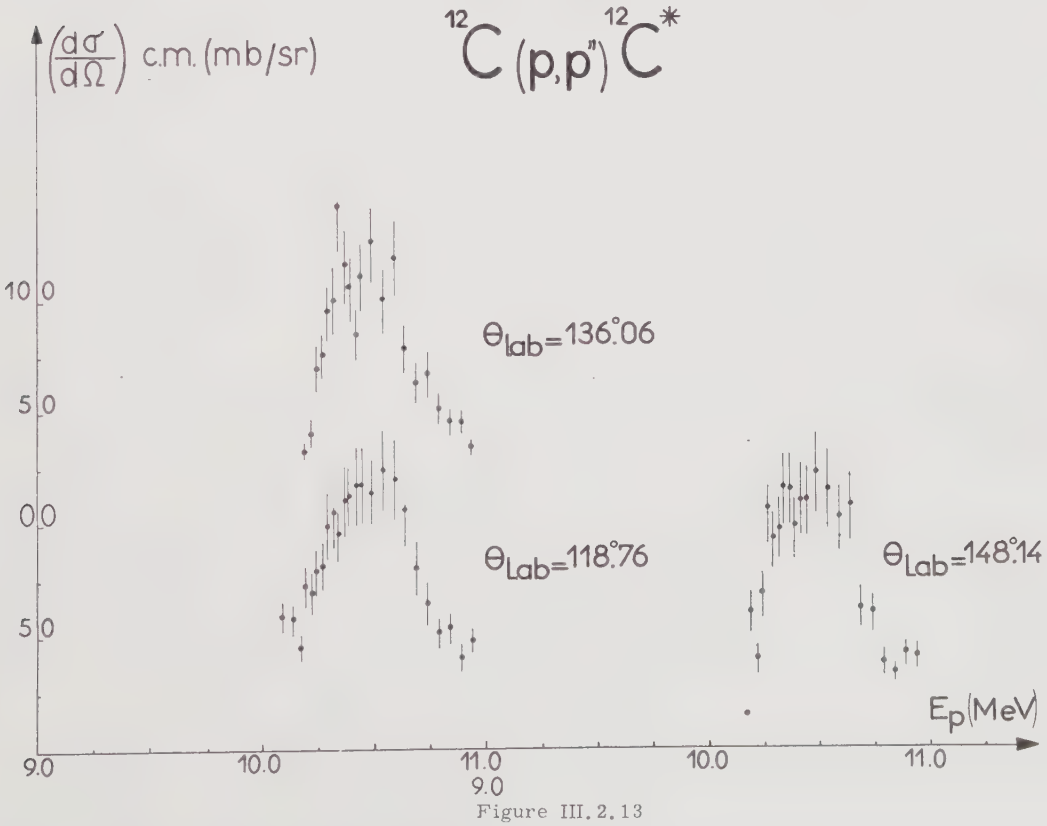


Figure III.2.13

Figure III.2.4 à 13 : Variations des sections efficaces absolues en fonction de l'énergie pour les réactions: $^{12}C(p, p)^{12}C$, $^{12}C(p, p')^{12}C^*$ et $^{12}C(p, p'')^{12}C^*$. Les triangles pleins sont les valeurs données par Y. Nagahara [0.11], les cercles vides par C.W. Reich et al [0.7], les carrés par G.E. Fisher et enfin les astérisques par W.E. Burcham et al [0.5].

CHAPITRE IV

THÉORIES

IV.1 - INTRODUCTION

La théorie des réactions nucléaires créée par H.A. Bethe n'est pas encore bien connue de nos jours, de sorte que l'on ne peut pas donner de théorie unifiée qui permettrait d'interpréter tous les résultats expérimentaux. Souvent, on est ramené à faire des approximations et à introduire des paramètres qui n'ont d'ailleurs pas toujours un sens physique. C'est pourquoi nous décrirons la théorie des réactions nucléaires (par l'introduction de la matrice R) développée spécialement par E.P. Wigner, dans laquelle on ne suppose pas que les interactions sont faibles, puis nous discuterons les inconvénients et les améliorations que l'on peut apporter à cette théorie par le choix des paramètres, et, finalement, nous exposerons la théorie des états collectifs de vibration avec couplage des voies de réactions pour étudier les processus inélastiques.

Au cours de l'évolution des théories des réactions nucléaires émises dès 1936, la contribution apportée par Wigner et ses collaborateurs a été très importante. Bohr [IV.1] a suggéré le concept du noyau composé et Breit et Wigner [IV.2] ont donné une formule permettant de calculer la section efficace d'un niveau isolé. Cette formule, qui a eu beaucoup de succès dans l'interprétation des résultats expérimentaux, a été obtenue par analogie avec les résonances dues aux rayonnements lumineux émis par des atomes. Mais, du fait que, dans ce dernier cas, l'interaction est faible alors que, dans le cas des résonances nucléaires, avec formation du noyau composé, l'interaction apparaît forte, la formule de Breit et Wigner n'a pu, par la suite, s'accorder aux autres résultats expérimentaux.

La théorie formelle pour des réactions résonnantes a été développée par plusieurs groupes notamment ceux de Wigner et ses collaborateurs [IV.3-IV.9], de Breit [IV.10], de Bethe et Placzek [IV.11] de Kapur et Peierls [IV.12]. Tout en appuyant la formule de Breit et Wigner, ces auteurs démontrèrent qu'en réalité les calculs sont plus compliqués que ceux faits dans le cas d'une résonance isolée.

Parmi tous ces articles on trouve deux méthodes différentes de calcul. Dans l'une, due à P.L. Kapur et R.E. Peierls [IV.12] les auteurs n'ont pas introduit le concept de noyau composé, ni fait d'approximations mathématiques comme dans la théorie des perturbations; de plus, la dépendance en énergie n'est ni détaillée ni directe. Dans l'autre méthode, due à E.P. Wigner et L. Eisenbud [IV.6], les auteurs ont essayé, à l'aide de la théorie de la matrice R, de donner un sens physique aux paramètres intervenant dans les calculs afin de pouvoir introduire des informations physiques dans la théorie. Cette théorie rigoureuse peut, en principe, être employée pour décrire toutes les réactions [IV.13]. Son avantage réside dans le fait que les différents théorèmes fondamentaux de la conservation entrent d'une manière simple dans les calculs [IV.14]. Mais elle présente aussi des difficultés : par exemple, dans le cas des réactions à basse énergie, le nombre de voies de réaction possibles est plus grand que le nombre d'états résonnants. La théorie de la matrice R se heurte alors à des difficultés car elle oblige à inverser une matrice dont les nombres de lignes et de colonnes sont égaux aux nombres des voies.

R.G. Thomas (IV.14) a démontré que l'inversion de la matrice peut être évitée en récrivant la matrice de collision de Wigner-Eisenbud sous une forme telle que la matrice R n'intervienne pas explicitement. C'est cette forme qui convient pour des réactions à basse énergie.

Une autre difficulté concernant les réactions résonnantes provient de ce que la surface nucléaire entre en jeu de manière artificielle dans la théorie des résonances, même sous sa forme la plus

simple. Aussi, dans le formule de Breit-Wigner à un niveau, le potentiel de diffusion entre deux résonances est-il celui d'une sphère dure au lieu d'être celui d'un mur de potentiel diffus, plus réaliste. De plus, le partage brusque de l'espace de configuration en région du noyau composé et en région des voies distinctes entraîne la réflexion de la particule incidente d'une manière non physique [IV.15].

Bien que d'autres auteurs [IV.16-IV.18] aient essayé de développer et de généraliser la théorie des réactions nucléaires indépendante du rayon nucléaire et qu'ils évitent l'inversion de la matrice, leurs théories ne sont pas suffisamment appropriées pour une utilisation directe. C'est pourquoi nous allons essayer de surmonter ces difficultés dans le contexte même de la théorie de la matrice R.

IV.2 - DEFINITIONS ET NOTATIONS

Nous utilisons, dans ce paragraphe, la notation utilisée par A.M. Lane [IV.14].

Considérons la réaction X(a, b)y et posons :

α_1 = ensemble de paire de noyaux initiaux (X, a)

α_2 = " " " " " finals (b, y)

i_1 = spin de la particule incidente

i_2 = " " " " sortante

I_1 = " du noyau cible

I_2 = " " " résiduel

$\vec{S}_1 = \vec{i_1} + \vec{I_1}$ = vecteur spin total dans la voie incidente

$\vec{S}_2 = \vec{i_2} + \vec{I_2}$ = " " " " " " sortante

l_1 = moment orbital relatif dans la voie d'entrée

l_2 = " " " " " " de sortie

$\vec{J} = \vec{I_1} + \vec{s_1} = \vec{I_2} + \vec{s_2}$ = vecteur moment angulaire total du système.

Soient ν_1, ν_2, m_1, m_2 et M les projections de $\vec{S}_1$, $\vec{S}_2$, $\vec{l}_1$, $\vec{l}_2$ et $\vec{J}$ sur un axe. On définit la voie par un ensemble de nombres quantiques $\{\alpha_1 (i_1, I_1)S_1 \nu_1 l_1 m_1\}$ ou $\{\alpha_1 (i_1, I_1)S_1 l_1 JM\}$ et on la représentera par la lettre C. (Z_1, A_1, M_a), (Z_2, A_2, M_X), (Z_3, A_3, M_b) et (Z_4, A_4, M_y) sont respectivement les charges, les nombres de masse, des particules a, X, b et y.

$\mu_{\alpha_1} = M_a M_X/(M_a + M_X)$ = masse réduite

$a_{c_1} = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ = rayon du système composé

$r_o \cong 1,25 - 1,5 \times 10^{-13}$ cm

E_a = énergie cinétique de la particule incidente

E_{cm} = " " du système dans le centre de masse

$= M_X E_a/(M_X + M_a)$

$k_{c_1} = \sqrt{\frac{2\mu_{\alpha_1} E_{cm}}{\hbar^2}} = 0,2195376 \sqrt{\mu_{\alpha_1} E_{cm}}$ = nombre d'ondes en fermi^{-1}

$v_{c_1} = \hbar k_{\alpha_1}/\mu_{\alpha_1}$ = vitesse relative

$\eta_{c_1} = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v_{c_1} = 0,15805086\ Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu_{\alpha_1}}{E_{cm}}}$

= paramètre du champ coulombien

$\rho_c = k_c r_c$

IV.3 - DEFINITION DE LA MATRICE DE DIFFUSION. RELATION AVEC LA MATRICE R

Le calcul de la section efficace se fait en deux temps. D'abord la section efficace est reliée à la fonction d'onde asymptotique ($r \gg a_c$) par l'intermédiaire de la matrice de collision (relation absolument générale) qui donne la forme asymptotique des fonctions d'onde du système. Ensuite, la matrice de diffusion est reliée aux paramètres des états nucléaires. Pour déterminer la matrice de collision U il est nécessaire de connaître quelques indications à propos des fonctions d'onde dans la région où deux ou plusieurs particules interagissent. Alors en utilisant la propriété des continuités des fonctions d'onde on peut calculer U.

Ecrivons l'expression de la fonction d'onde totale dans la région $r > a_c$. Nous définirons en même temps la matrice de collision :

$$\psi = \sum_{c_1 c_2} (\delta_{c_1 c_2} I_{c_1} - U_{c_1 c_2} O_{c_2}) y_{c_1} \qquad \text{(IV.3.1)}$$

où

I_{c_1} = fonction d'onde entrante dans la voie C_1

O_{c_2} = " " sortante " " " C_2

$U_{c_1 c_2}$ = élément de la matrice de collision

y_{c_1} = facteur de normalisation qui contient d'autres parties de la fonction d'onde totale qui n'ont pas de dépendance radiale.

$$\delta_{c_1 c_2} = \begin{cases} 0 & C_1 \neq C_2 \\ 1 & C_1 = C_2 \end{cases}$$

Les fonctions d'onde I_{c_1} et O_{c_2} sont normalisées à l'unité de flux de sorte que $U_{c_1 c_2}$ montre la fraction de ce flux qui va dans la voie C_2 pour une unité de flux incident. Cette matrice est unitaire et symétrique du fait de l'hermicité de l'interaction qui est, elle-même, le résultat de la conservation de flux de probabilité et de la réciprocité en temps de la réaction. Pour introduire la théorie de la matrice R nous devons faire des hypothèses :

a) la portée des forces nucléaires est faible ; b) l'espace de configuration est divisé en deux parties : une partie interne où les interactions des nucléons entrent en jeu et une partie externe où la particule subit l'effet du champ coulombien et du potentiel centrifuge ; c) les fonctions d'onde dans la région externe sont orthogonales et normalisées au flux unité dans tout l'espace, tout au moins pour ce qui est des voies à deux fragments ; d) chaque voie est caractérisée par son rayon dans la région interne qui doit être en général suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas d'interaction nucléaire au-delà de ce rayon ; e) dans la région interne on peut construire aussi les fonctions propres normalisées dans l'espace interne ayant une valeur B_c constante pour la dérivée logarithmique à la surface. B_c est arbitraire et dépend généralement uniquement de la voie considérée. Aussi les valeurs propres n'ont-elles aucune relation avec les valeurs propres obtenues, par exemple, à partir du modèle en couches.

La fonction d'onde interne du système peut être obtenue en superposant linéairement la série complète de toutes les fonctions d'onde propres dans cette région :

$$\psi_{int}^{JM} = \sum_{\lambda} A_{\lambda JM} X_{\lambda JM} \qquad \text{(IV.3.2)}$$

où $X_{\lambda JM}$ est la fonction d'onde propre de l'état λJM

$$A_{\lambda JM} = \iiint_v X_{\lambda JM}^{*} \times \psi_{int}^{JM} \, dv$$

v = volume du noyau composé.

La fonction d'onde totale ψ_{int}^{JM}, de même que les fonctions d'onde propres des états $X_{\lambda JM}$, doit satisfaire à l'équation de Schrödinger :

$$H\,\psi^{JM}_{int} = E\,\psi^{JM}_{int}$$

$$H X_{\lambda JM} = E_\lambda\, X_{\lambda JM}.$$

En multipliant la première équation par $X^*_{\lambda JM}$ à gauche et le complexe conjugué de la deuxième équation par ψ^{JM}_{int} à droite, puis en soustrayant la première équation de la deuxième et en utilisant le théorème de Green, il vient :

$$A_{\lambda JM} = \frac{1}{E_\lambda - E} \sum_c \left(\frac{\hbar^2}{2M_c\, r_c}\right)^{1/2}_{r_c=a_c} \gamma_{\lambda c}\ (r_c \varphi'_c - B_c \varphi_c)$$

où

$$\gamma_{\lambda c} = \left(\frac{\hbar^2}{2M_c\, r_c}\right)^{1/2}_{r_c=a_c} \iint_{\text{surface}} \varphi^*_c\, X_{\lambda JM}\, ds$$

$$B_c = \left[r_c \frac{dX_{JM}}{dr_c} / X_{\lambda JM} \right]_{r_c=a_c}$$

φ_c = partie radiale de la fonction d'onde totale.

En remplaçant $A_{\lambda JM}$ par sa valeur dans l'équation (IV.3.2), il vient :

$$\left(\frac{\hbar^2}{2M_c\, r_c}\right)^{1/2} \varphi_c = \sum_{c'} R_{cc'} \left[r_{c'} \varphi'_{c'} - B_{c'} \varphi_{c'} \right] (\hbar^2/2M_{c'} r_{c'})^{1/2} \qquad \text{(IV.3.3)}$$

où

$$R_{cc'} = \sum_\lambda \gamma_{\lambda c}\ \gamma_{\lambda c'} / (E_\lambda - E) \qquad \text{(IV.3.4)}$$

$R_{cc'}$ est appelé la matrice R ; c'est une matrice réelle

$\gamma_{\lambda c}$ est la largeur réduite ; c'est une quantité réelle.

La matrice $R_{cc'}$ ainsi définie est aussi formelle que la matrice U mais elle est définie en termes d'une série d'états hypothétiques situés à l'intérieur de la région d'interaction. Alors on peut essayer de trouver certains aspects physiques de la structure nucléaire à l'aide de cette matrice. Sa forme suggère la présence des résonances, dans une diffusion, en fonction de l'énergie.

En considérant le fait que la fonction d'onde doit être continue à la surface du noyau composé, on peut relier la matrice de diffusion à la matrice $R_{cc'}$ de la manière suivante [IV.14] :

$$U^J = \Omega\ W^J \Omega$$

$$\Omega = \left(\frac{I_c}{0_c}\right)^{1/2}_{r_c=a_c}$$

$$W^J = \beta_c^{1/2}\ (1 - R^J L_o)^{-1}\ (1 - R^J \mathcal{L}_o)\ \beta_c^{-1/2}$$

$$\beta_c = (\rho_c / I_c\, 0_c)_{r_c=a_c}$$

$$L^o = L_c - B_c = (\rho_c\, 0'_c/0_c)_{r_c=a_c} - B_c = S^o_c + iP^o_c$$

$$\mathcal{L}^o = \mathcal{L}_c - B_c = (\rho_c\, I'_c/I_c)_{r_c=a_c} - B_c \qquad \text{(IV.3.5)}$$

$\mathcal{L}_c = L_c$

$\beta_c = P^o_c$ pour les énergies des voies positives

Les matrices ρ, β, L^o, ℓ, 0, I et Ω qui interviennent dans la définition de la matrice de diffusion $U^{\mathcal{J}}$ sont toutes diagonales sauf $R^{\mathcal{J}}$ qui peut l'être ou non.

La matrice $R^{\mathcal{J}}$ n'étant pas, en général, diagonale, l'inversion de la matrice $(1 - R^{\mathcal{J}} L_o)$ dans l'expression de $W^{\mathcal{J}}$ est alors extrêmement difficile. On est donc obligé d'introduire des approximations. Dans le cas particulier que nous allons étudier, nous supposerons que $R^{\mathcal{J}}$ peut se décomposer en deux parties, une partie $R_R^{\mathcal{J}}$ attachée au niveau que l'on veut étudier et une partie R_o exprimant l'influence des autres niveaux. D'autre part, on supposera que, dans la matrice $R^{\mathcal{J}}$, les éléments non diagonaux sont faibles par rapport aux éléments diagonaux et ont des phases au hasard, de sorte que la somme de leurs contributions peut être considérée comme nulle. Ceci revient à dire que la diffusion élastique est prépondérante par rapport à la diffusion inélastique et par rapport aux réactions quand on considère des états non collectifs. Bien que tout ceci soit valable dans la région d'excitation pas trop élevée - sauf dans le cas des états collectifs bas - pour des énergies d'excitation plus élevées, les voies inélastiques et les voies "réactions" sont ouvertes et l'hypothèse n'est plus valable. La division de la matrice $R^{\mathcal{J}}$ en deux parties n'est pas justifiée. Nous admettrons, par la suite, l'hypothèse ci-dessus.

Ainsi, en écrivant $R^{\mathcal{J}} = R_o + R_R^{\mathcal{J}}$ et en l'introduisant dans l'expression de $W^{\mathcal{J}}$ on trouve :

$$W^{\mathcal{J}} = 1 + \beta^{1/2} [(1 - R_o L_o)^{-1} R_o] \beta^{1/2} \omega + \beta^{1/2} [(1 - R_o L_o)^{-1} (1 - R_R^{\mathcal{J}} L)^{-1} R_R^{\mathcal{J}} (1 - R_o L_o)^{-1}] \beta^{1/2} \omega$$

où

$$\omega = (O_c' I_c - I_c' O_c)_{r_c = a_c}$$

$$L' = L_o (1 - R_o L_o)^{-1}$$

De plus si :

$$(1 - R_R^{\mathcal{J}} L')^{-1} = 1 + \sum_{\mu\nu} (\gamma_\mu \times \beta_\nu) A_{\mu\nu}$$

où

$$\beta_\nu = L' \gamma_\nu$$

(γ_ν est appelé la largeur réduite correspondant à l'état ν)

$$A_{\mu\nu} = 1/\left(E_{\mu\nu} - E + \Delta_{\mu\nu} - \frac{1}{2} i \Gamma_{\mu\nu}\right)$$

$\Gamma_{\mu\nu}$ = largeur totale

$$\Delta_{\mu\nu} = (\alpha_\mu^*, (L_o^* R_o L^o - S^o) \alpha_\mu)$$

$\Delta_{\mu\nu}$ = déplacement de l'énergie de la résonance (IV.3.6)

$$\frac{1}{2} \Gamma_{\mu\nu} = (\alpha_\mu^*, P \times \alpha_\nu) = \frac{1}{2} \sum_c \Gamma_{\mu\nu c}$$

$\Gamma_{\mu\nu c}$ = largeur partielle correspondant à la raie C

P = pénétrabilité

S = facteur de phase

$$\alpha_\mu = (1 - R_o L^o)^{-1} \gamma_\mu$$

Nous pouvons donc écrire la matrice de diffusion :

$$U^{\mathcal{J}} = U_R^{\mathcal{J}} + U_o$$

où

$$U_o = \Omega [1 + \beta^{1/2} (1 - R_o L^o)^{-1} R_o \beta^{1/2} \omega] \Omega$$

$$U_R^j = \Omega \beta^{1/2} \sum_{\mu\nu} (\alpha_\mu \times \alpha_\mu) A_{\mu\nu} \beta^{1/2} \omega \Omega \qquad \text{(IV.3.7)}$$

L'expression que l'on vient d'obtenir pour la matrice de diffusion $U^{\mathcal{J}}$ se simplifie selon le cas envisagé.

a) Cas d'un niveau isolé.

Dans ce cas, $\mu = \nu$ et on a :

$$A_{\mu\nu} = A_\mu = 1/\left(E_\mu^{\mathcal{J}} - E + \Delta_\mu^{\mathcal{J}} - \frac{i}{2}\,\Gamma_\mu^{\mathcal{J}}\right)$$

donc :

$$U_o = \Omega\,[1 + \beta^{1/2}\,(1 - R_o\,L^o)^{-1}\,R_o\,\beta^{1/2}\,\omega]\,\Omega$$

$$U_R^{\mathcal{J}} = \Omega\beta^{1/2}\left[\frac{\gamma_\mu^2}{|1 - R_o\,L^o|^2} \times \frac{1}{E_\mu^{\mathcal{J}} - E + \Delta_\mu^{\mathcal{J}} - \frac{i}{2}\,\Gamma_\mu^{\mathcal{J}}}\right]\beta^{1/2} \qquad \text{(IV.3.8)}$$

Ω, β, L^o, ω ont été définis précédemment.

On peut obtenir aisément, à partir de la formule (IV.3.3), l'expression de la fonction R_o :

$$R_o = \frac{1}{a_c\dfrac{\varphi_c'}{\varphi_c} - B_c}$$

où φ_c est la fonction d'onde radiale et B_c une constante indépendante du niveau étudié. Si l'on adopte la condition aux limites de la théorie de Wigner-Eisenbud on obtient $B_c = -l$ où l est le moment angulaire orbital associé à la raie considérée :

$$\Delta_R^{\mathcal{J}} = \frac{\gamma_\mu^2}{|1 - R_o\,L^o|^2} \times (L_o^*\,R_o\,L^o - S^o)$$

$$\frac{1}{2}\,\Gamma_\mu^{\mathcal{J}} = \frac{P_c^o\,\gamma_\mu^2}{|1 - R_o\,L^o|^2} + \frac{1}{2}\sum_{c' \neq c}\Gamma_{\mu c'}^{\mathcal{J}}$$

c' désigne les voies autres que la voie élastique.

b) Cas de deux niveaux voisins de mêmes spin et parité.

Dans ce cas, les indices μ et ν peuvent prendre deux valeurs. Si l'on pose $\varepsilon = E + \Delta - E - \frac{1}{2}\,i\Gamma$, la matrice diagonale A définie précédemment s'écrit $A = 1/\varepsilon$. C'est une matrice carrée à deux lignes et deux colonnes dont les éléments sont définis par :

$$A_{11} = \varepsilon_2/D,\quad A_{22} = \varepsilon_1/D,\quad A_{21} = A_{22} = \left(-\Delta_{12} + \frac{i\,\Gamma_{12}}{2}\right)/D$$

D est donné par :

$$D = \varepsilon_1\,\varepsilon_2 - \left(-\Delta_{12} + \frac{i}{2}\,\Gamma_{12}\right)^2$$

d'où :

$$U_o = \Omega\,[1 + \beta^{1/2}\,(1 - R_o\,L_o)^{-1}\,R_o\,\beta^{1/2}\,\omega]\,\Omega$$

$$U_R^{\mathcal{J}} = \Omega\,\beta^{1/2}\left[\sum_{\mu,\nu=1}^{2}\frac{\gamma_\mu \times \gamma_\nu}{|1 - R_o\,L^o|^2}\,A_{\mu\nu}\right]\beta^{1/2}\,\omega\Omega$$

IV.4 - RELATION ENTRE LES AMPLITUDES DE DIFFUSION ET LA MATRICE DE COLLISION EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

D'une manière tout à fait générale l'amplitude de diffusion peut s'écrire :

$$A\ \alpha_1 s_1 \nu_1,\ \alpha_2 s_2 \nu_2\ (\Omega_{\alpha_2}) = \frac{\pi^{1/2}}{k_{\alpha_1}} \left[-\ C_{\alpha_1}\ (\theta_{\alpha_2})\ \delta_{\alpha_1 s_1 \nu_1, \alpha_2 s_2 \nu_2} + \right.$$

$$\left. + i \sum_{\substack{JM \\ l_1 l_2 m_2}} (2l_1 + 1)^{1/2}\ (s_1 l_1 \nu_1 0 | JM)\ (s_2 l_2 \nu_2 m_2 | JM) \times T^{JM}_{\alpha_1 s_1 l_1, \alpha_2 s_2 l_2}\ \mathcal{Y}^{l_2}_{m_2}\ (\Omega_{\alpha_2}) \right]$$

où

$$C_\alpha\ (\theta_\alpha) = \frac{1}{(4\pi)^{1/2}}\ \eta_\alpha\ \mathrm{cosec}^2\ (\theta_\alpha/2)\ \exp\ (-\ 2i\eta\ \mathrm{Log.sin}\ (\theta_\alpha/2))$$

= amplitude du champ coulombien

et

$$T^{JM}_{\alpha_1 s_1 l_1, \alpha_2 s_2 l_2} = e^{2i\omega_{\alpha_2 l_2}}\ \delta_{\alpha_1 s_1 l_1, \alpha_2 s_2 l_2} - U^{JM}_{\alpha_1 s_1 l_1, \alpha_2 s_2 l_2}$$

$(s_1 l_1 \nu_1 0 | JM)$ est le coefficient de Clebsch-Gordan

$\mathcal{Y}^{l_2}_{m_2}\ (\Omega_{\alpha_2})$ est la fonction harmonique sphérique.

On obtient la section efficace différentielle par la relation suivante :

$$\frac{d\ \sigma_{\alpha_1 s_1, \alpha_2 s_2}}{d\Omega\ (\alpha_2)} = \frac{1}{2s_1 + 1} \sum_{\nu_1 \nu_2} |\ A_{\alpha_1 s_1 \nu_1, \alpha_2 s_2 \nu_2}\ (\Omega_{\alpha_2})|^2$$

Cette expression se simplifie dans le cas de la diffusion élastique de protons sur des noyaux dont le spin fondamental est nul et on a :

$$\alpha_1 = \alpha_2,\ I_1 = 0,\ i_1 = s_1 = s_2 = 1/2,\ l_{1a} = l_{2a} = l_1,\ l_{1b} = l_{2b} = l_2.$$

Pour obtenir des expressions plus simplifiées que celles définies plus haut nous allons utiliser la formule décrite par [IV.19] dans le cas où $I_1 = 0$, $i_1 = 1/2$ en définissant deux amplitudes de diffusion $A(\theta)$ et $B(\theta)$ de la manière suivante :

$$A(\theta) = -\ (\eta/2K)\ \mathrm{cosec}^2\ (\theta/2)\ \exp\left[-\ i\eta\ \log\ \sin^2\ \frac{1}{2}\ \theta \right]$$

$$-\ (2iK)^{-1} \sum_{L\mathcal{J}} \left(\mathcal{J} + \frac{1}{2} \right) [\exp\ (2i\ \omega_L) - U^{\pi}_{L\mathcal{J}}]\ P_L\ (\cos\ \theta)$$

$$B(\theta) = (2iK)^{1}\ i \sum_{L\mathcal{J}} (-)^{\mathcal{J}-L+1/2}\ [\exp\ (2i\ \omega_L) - U^{\pi}_{L\mathcal{J}}]\ P^1_L(\cos\ \theta)$$

où :

η est le paramètre coulombien défini dans la paragraphe IV.2,

$\omega_L = \sum_{m=1}^{L} \mathrm{arctg}(\eta/m)$ est le facteur de phase coulombien

et $U^{\pi}_{L\mathcal{J}}$ la matrice de collision définie au paragraphe précédent :

$$U_L^{\pi} = U_{oL} + U_{RL}^{\pi}\mathcal{J}$$

$$\mathcal{J} = L \pm \frac{1}{2}$$

où

L est le moment angulaire orbital,

$\mathcal{J}$ est le moment angulaire total.

$P_L(\cos\theta)$ et $P_L^1(\cos\theta)$ sont respectivement les polynômes de Legendre et polynômes de Legendre associés, d'ordre 1.

$A(\theta)$ et $B(\theta)$ sont liés à la fonction d'onde totale de diffusion.

A l'aide de ces définitions, nous pouvons écrire les expressions de la section efficace différentielle et du vecteur de polarisation :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\beta} = AA^* + BB^*$$

$$\vec{P}(\theta) = P(\theta) \times \vec{n} = \left[\frac{(AB^* + A^*B)}{\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}} \right] \vec{n} .$$

Le vecteur unitaire n est parallèle au vecteur obtenu par le produit vectoriel de deux vecteurs d'onde entrante et sortante $\vec{K}_1 \times \vec{K}_2$.

Nous allons utiliser ces formules au paragraphe 3 du chapitre V pour calculer les sections efficaces théoriques.

IV.5 - EFFET D'UN POTENTIEL REEL A BORD DIFFUS SUR LES PARAMETRES DE RESONANCE

Les paramètres dont nous avons besoin pour le calcul de la section efficace de la diffusion élastique sont au nombre de 6 : le déphasage, la pénétrabilité, le facteur de normalisation de la fonction d'onde à la surface nucléaire, le rayon, la largeur réduite associée à une voie et la largeur totale des autres voies. Mais les deux premiers sont calculables et leur calcul dépend du modèle que l'on prend, tandis que les quatre autres sont des paramètres qu'il faudrait choisir.

Le calcul des éléments de la matrice de diffusion dépend directement du potentiel moyen d'interaction considéré. Dans la formule de Breit-Wigner à un niveau, on prend habituellement les fonctions d'onde coulombiennes à une certaine distance a_c de l'origine pour calculer le déphasage de la fonction d'onde et les facteurs de pénétrabilité. D'autre part, on suppose l'espace divisé en deux parties : une région intérieure et une extérieure. Le rayon de séparation est choisi de façon que les interactions nucléaires entre les fragments soient négligeables. Le rayon a_c ainsi défini n'a pas de rapport avec le rayon physique.

L'introduction de l'hypothèse de l'effet des niveaux éloignés sur un niveau particulier remédie, dans une certaine mesure, à l'hypothèse de calcul du déphasage de la fonction d'onde par une sphère dure. Bien que ceci n'apparaisse pas explicitement dans les formules obtenues au paragraphe précédent, on peut trouver le changement de ce facteur à l'aide de la formule (IV.3.8).

Le succès remporté par le modèle optique dans l'interprétation des résultats expérimentaux montre clairement que le choix des potentiels optiques est plus réaliste et plus physique que celui des puits carrés de potentiel.

Prenons donc un puits de potentiel réel de type Saxon-Wood [IV.20]. Il est évident que les ondes incidentes pénétreront plus facilement dans un tel puits et qu'il faut s'attendre à ce que les facteurs de pénétrabilité soient plus grands que ceux calculés à partir d'un puits carré où les ondes incidentes sont réfléchies dans une grande proportion par la discontinuité de potentiel. Des calculs faits par E. Vogt [0.19] montrent qu'il faut, pour obtenir les pénétrabilités à basse énergie, multiplier les pénétrabilités obtenues à l'aide d'un puits carré par un facteur : $f \approx 1 + 6,7\ a^2$ où a est l'épaisseur du mur de potentiel diffus.

D'autre part, si l'on choisit le rayon a_c en un point du potentiel et si les conditions aux limites sont calculées en ce point, la partie du potentiel située au-delà de $r = a_c$ déformera les fonctions d'onde - d'ailleurs purement coulombiennes à l'infini. Ainsi les fonctions d'onde dans les voies seront influencées par des effets nucléaires.

Par ce moyen on rend également moins importante et moins sensible la dépendance des paramètres nucléaires vis-à-vis du rayon nucléaire.

IV.6 - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSIONS ELASTIQUE ET INELASTIQUE A L'AIDE D'UN MODELE OPTIQUE GENERALISE (MODELE DU COUPLAGE DES VOIES)

Au paragraphe IV.3 nous avons supposé que la voie élastique était la seule voie importante ouverte et nous avons négligé, dans le calcul des éléments de matrice de la diffusion, la contribution des voies inélastiques et des voies de réaction. Pour ce faire, nous avons choisi la matrice R diagonale.

Le choix d'une matrice R non diagonale complique énormément les calculs de sorte que, pratiquement, on abandonne ce procédé.

Nous avons vu également (IV.5) que le choix d'un potentiel optique réel améliore certaines hypothèses de base en les rendant plus réalistes. Par ailleurs, le choix d'un potentiel optique complexe a permis de calculer la section efficace de diffusion élastique qui s'approche beaucoup des valeurs expérimentales dans la région des noyaux lourds, pour des énergies incidentes supérieures à 10 MeV. Mais les calculs s'appliquent mal dans le cas des noyaux légers ($A < 16$) ainsi qu'à basse énergie ($E < 10$ MeV). Enfin, nous signalerons qu'aucune de ces méthodes de calcul ne permet d'obtenir la section efficace de diffusion inélastique. Dans certains cas, où les voies inélastiques sont faiblement couplées à la voie incidente, il est néanmoins possible de calculer la section efficace de diffusion inélastique par la méthode de l'approximation de Born pour des ondes distordues. On suppose alors que les ondes entrantes et sortantes sont distordues par le même potentiel que celui décrivant la diffusion élastique ; on suppose aussi que la diffusion élastique n'est pas influencée par les processus inélastiques.

Dans ce qui précède nous avons supposé que les états dynamiques de la cible sont peu perturbés par l'action de la particule incidente et que l'action de la cible sur la particule incidente peut être représentée par un potentiel optique moyen.

Ceci est valable, en particulier à haute énergie, lorsque le système composé de particule-cible et de particule incidente a un temps de vie court tel qu'on peut séparer la dynamique du système-cible de celle de la particule incidente. Mais, dans certains cas, notamment quand on a des états collectifs, cette hypothèse n'est plus valable et il faut tenir compte, outre l'effet du champ moyen, d'une interaction résiduelle entre la particule incidente et les nucléons du noyau-cible .

L'équation de Schrödinger peut être résolue dans certains cas, notamment quand on peut développer la fonction d'onde totale du système (cible + fragment diffusé) comme une superposition limitée des produits des fonctions d'onde des états de la cible et de la particule incidente.

La résolution de l'équation de Schrödinger conduit alors à un système d'équations couplées .

L'existence d'états collectifs proches du fondamental, ainsi que nous le verrons, conduit à de forts mélanges dans les états de collisions élastique et inélastique.

Il n'est alors pas correct de considérer que leur effet puisse être représenté par un potentiel d'absorption quand on veut calculer la section efficace de diffusion élastique. Ces mêmes remarques sont valables dans le cas de l'approximation des ondes distordues [IV.21].

Dans le cas de plusieurs types d'interactions, en particulier quand le noyau cible est déformé ou déformable, et où des oscillations collectives par rotation ou vibration ont lieu, il existe entre les voies élastiques et inélastiques un couplage tel que l'on ne peut pas les traiter séparément et qu'il faut les considérer simultanément sur un pied d'égalité. Tous les noyaux pair-pairs ont un spin 0^+ pour leur état fondamental et, dans plusieurs cas, des spins 0^+, 2^+, 3^-, 4^+ pour leurs états excités, cas qui peuvent être considérés comme des états collectifs. Certains de ces états, notamment l'état 2^+, sont souvent fortement couplés à l'état fondamental. Pour un calcul plus exact, il faudrait envisager le couplage d'un grand nombre de ces états avec l'état fondamental, mais le calcul devient tout de suite extrêmement compliqué, le nombre de paramètres augmente dans de telles proportions que le modèle pert tout intérêt. C'est pourquoi nous allons étudier le cas du

couplage entre niveau fondamental et premier état excité seulement. Ceci est justifié dans notre cas car, dans la région que nous étudions, seule la première voie inélastique a une contribution importante.

Soit :

H = Hamiltonien total du système

$$H = T + H_n(\xi) + V(\underline{r}, \xi) \qquad \text{(IV.6.1)}$$

où

T = énergie cinétique du mouvement relatif,

$H_n(\xi)$ = hamiltonien collectif nucléaire,

$V(\underline{r},\xi)$= énergie potentielle d'interaction entre particule incidente et le système,

ξ = coordonnées internes dans le noyau cible,

$\underline{r}$ = coordonnées de particules incidentes.

L'équation de Schrödinger s'écrit :

$$(T + H_n(\xi) + V(\underline{r}, \xi)\ \psi(r, \xi) = E\ \psi(\underline{r}, \xi) \qquad \text{(IV.6.2)}$$

où

E = valeurs propres de l'hamiltonien,

$\psi(\underline{r}, \xi)$ = fonction d'onde totale du système.

$\psi(\underline{r}, \xi)$ est obtenue par la superposition des fonctions d'onde d'états ayant un moment angulaire total J.

$$\psi(\underline{r}, \xi) = \sum_{JM} a_{JM}\ \psi_J^M(r, \xi) \qquad \text{(IV.6.3)}$$

M étant la projection de J sur l'axe de quantification.

Les coefficients a_{JM} sont déterminés par les conditions de la voie d'entrée qui est définie par les trois nombres quantiques (I, j, l) où :

I = spin de l'état nucléaire dans la cible,

l = moment orbital relatif,

$j = l \pm \frac{1}{2}$: moment angulaire total de la particule incidente.

Il s'en suit :

$$\vec{J} = \vec{j} + \vec{I}.$$

La fonction d'onde $\psi_J^M(\underline{r}, \xi)$ s'obtient par la superposition des fonctions d'onde de diffusion élastique et inélastique :

$$\psi_J^M(\underline{r}, \xi) = \frac{1}{r} f_{11j}^{J}(r)\ \Phi_{11j}^{JM}(\hat{r}, \xi) + \frac{1}{r} \sum_{l'l'j'} f_{l'l'j'}^{J}(r)\ \Phi_{l'l'j'}^{JM}(\hat{r}, \xi) \qquad \text{(IV.6.4)}$$

$\underline{r} : r\ \hat{r}$ $\quad$ $\hat{r}$ = vecteur unitaire

I'l'j' : sont attachés aux états excités

$j' = l' \pm \frac{1}{2}$ $\qquad$ $\vec{J} = \vec{j}' + \vec{I}' = \vec{j} + \vec{I}$

$f_{11j}^{JM}(r)$: fonction d'onde radiale pour la diffusion de la particule par le noyau cible.

$$\Phi_{11j}^{JM}(\hat{r}, \xi) = \sum_{\substack{m_I m_l \\ m_j m_s}} \psi_I^{m_I}(\xi)\ \{i^l Y_l^{m_l}(\hat{r})\}\ \chi_s^{m_s} \langle Ij\ m_I\ m_j \mid JM \rangle \langle lS\ m_l m_s \mid j\ m_j \rangle \qquad \text{(IV.6.5)}$$

où

$\psi_I^{m_I}(\xi)$: fonction d'onde de l'état de spin I du noyau cible

$\psi_l^{m_l}(\hat{r})$: harmonique sphérique

$\chi_s^{m_s}$: fonction d'onde de spin (S= 1/2)

Le reste de la fonction d'onde totale qui provient des autres voies de réaction sera décrit à l'aide d'un potentiel optique complexe.

Les fonctions d'onde $\psi_I^{m_I}(\xi)$ satisfont à leur tour à l'équation de Schrödinger.

$$H_n(\xi)\ \psi_I^{m_I}(\xi) = \varepsilon_I\ \psi_I^{K}(\xi) \qquad \text{(IV.6.6)}$$

où ε_I : énergie d'excitation de l'état de spin I.

Ainsi, en remplaçant dans l'équation (IV.6.2) la valeur de la fonction d'onde totale obtenue par les relations (IV.6.3), (IV.6.4), (IV.6.5) et (IV.6.6), on obtient les équations couplées suivantes pour les fonctions d'onde radiales $f^J_{Ilj}(r)$ et $f^J_{I'l'j'}(r)$. Pour I = 0 et I' $\neq$ 0 : (IV.22)

$$[T_l + V^J_{Ilj,Ilj}(r) - E]\ f^J_{Ilj}(r) + \sum_{I'l'j'} V^J_{Ilj,I'l'j'}\ f^J_{I'l'j'}(r) = 0$$

$$[T_{l'} + V^J_{I'l'j',I'l'j'}(r) - E']\ f^J_{I'l'j'}(r) + \sum_{\substack{I''l''j'' \\ I''\neq I,\ I''\neq I',\ j''\neq j'}} V^J_{I'l'j',I''l''j''}(r)\ f^J_{I''l''j''}(r) + V^J_{I'l'j',Ilj}(r)\ f^J_{Ilj}(r) = 0$$

avec

$$T_l = -\frac{\hbar^2}{2M}\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right]$$

$$E' = E - \varepsilon .$$

Les éléments de matrice du potentiel d'interaction sont obtenus par :

$$V^J_{Ilj,I'l'j'}(r) = \langle \Phi^{JM}_{Ilj}(\hat{r}, \xi) \mid V(\underline{r}, \xi) \mid \Phi_{I'l'j'}(\hat{r}, \xi)\rangle \qquad \text{(IV.6.8)}$$

$V(\underline{r}, \xi)$ peut être développé en termes des opérateurs tensoriels sphériques.

$$V(\underline{r}, \xi) = \sum_{Qq} T_Q^{*q}(\hat{r}) \times T_Q^q(r, \xi)$$

où

Q détermine le moment angulaire de transfert ou ordre de la multipolarité d'excitation,

q est la composante de Q selon l'axe de quantification en prenant 2Q + 1 valeurs entre − Q et + Q.

Si l'on veut que les éléments de matrice réduite soient réels, il faut que les tenseurs sphériques satisfassent à la relation suivante :

$$T_Q^{*q}(\hat{r}) = (-)^q\ T_Q^{-q}(\hat{r}) . \qquad \text{(IV.6.9)}$$

En prenant $T_Q^q(\hat{r}) = i^Q\ Y_Q^q(\hat{r})$ et en remplaçant dans l'équation (IV.6.8) $\Phi^{JM}_{Ilj}(\hat{r}, \xi)$ et $V(\underline{r}, \xi)$ par leurs valeurs, on trouve :

$$V^{QJ}_{Ilj,I'l'j'}(\underline{r}) = i^{l'-l}\ (-)^{J+1/2}\ (-)^{j'+j}(-)^{I'}\hat{j}\hat{j}'\hat{I}\hat{I}'\frac{\hat{I}}{\sqrt{4\pi}}\langle I \| T_Q \| I'\rangle \langle l'100 \mid Q0\rangle\ W\left(l'j'\ lj,\ \frac{1}{2}\ Q\right) W(I'j'\ Ij,\ JQ)$$

(IV.6.10)

$\hat{j} = (2\,j + 1)^{1/2}$ etc...

où $< I \,||\, T_Q \,||\, I' >$ est l'élément de matrice nucléaire réduite définie par le théorème de Wigner-Eckart de la manière suivante (IV.22) :

$$< \psi_I^{m_I}(\xi) \,|\, T_q^Q(r,\ \xi) \,|\, \psi_{I'}^{m_{I'}}(\xi) > = < Q\ I'\ q\ m_I \,|\, Im > \ < I \,||\, T_Q \,||\, I' >$$

De ces relations on peut voir que (IV.6.10) obéit à la propriété suivante :

$$V^{(Q)J}_{Ij1,I'1'j'}(r) = V^{(Q)J*}_{I'1'j',Ij1}(r)\ .$$

Pour évaluer les éléments de matrice réduite $< I \,||\, T_Q \,||\, I' >$, on va considérer un modèle vibrationnel. La surface nucléaire sera caractérisée par des paramètres dynamiques de déformation α_q tels que :

$$R(\theta,\ \varphi) = R_o\left[1 + \sum_q \alpha_q^*\, Y_2^{q\,*}(\hat{r})\right].$$

Ceci permet de développer le potentiel d'interaction jusqu'au second ordre :

$$V[R - r(\theta,\ \varphi)] = V(r - R_o) - R_o \frac{\partial}{\partial r} V(r - R_o) \sum_q \alpha_q^*\, Y_2^{q*}(\theta,\ \varphi)$$

$$+ \frac{R_o^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} V(r - R_o) \sum_{q_1 q_2} \alpha_{q_1}^*\, \alpha_{q_2}^*\, Y_2^{q_1*}(\theta,\ \varphi)\, Y_2^{q_2*}(\theta,\ \varphi)\ .$$

Le paramètre de déformation α_q s'exprime en fonction des opérateurs de création et de destruction d'un phonon quadrupolaire de vibration :

$$\alpha_q = \frac{\beta}{\sqrt{5}} [b_q + (-)^q\, b_{-q}^*]$$

où

b_q^* : opérateur de création

b_q : opérateur de destruction

$\beta^2 = < 0 \,|\, \sum_q |\, \alpha_q \,|^2 \,|\, 0 >$

β : paramètre de déformation lié au potentiel de couplage $V^{(2)}_{o2}$

$|\, 0 >$: vide

$\alpha_q = (-)^q\, \alpha_{-q}^*$

$b_q\, b_q^* = n_q + 1$

$b_q^*\, b_q = n_q$

$\sum_q n_q = N$: nombre de phonons dans un état.

Ainsi, en posant $\psi_I^{m_I} = |\, N,\ I\ m_I >$ comme fonction d'onde d'états à plusieurs phonons quadrupolaires, et normalisée, et en utilisant le théorème de Wigner-Eckart, on en déduit les matrices réduites.

D'autre part, on prend pour le potentiel scalaire $V(r - R_o)$ la forme suivante :

$$V(r - R_o) = V_c(r) - V_s f_s(r) - i\, W_I\, f_I(r) - i\, W_D\, f_D(r) - V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \left[-\frac{1}{r}\frac{d\, f_s(r)}{dr}\right] \vec{l} \,.\, \vec{\sigma}$$

avec

$$\vec{l} \,.\, \vec{\sigma}\ |\, Ilj > = j(j + 1) - l(l + 1) - \frac{3}{4}\ |\, Ilj >$$

$V_c(r)$: potentiel coulombien

V_s : partie réelle du potentiel optique

W_I : potentiel d'absorption de volume

W_D : potentiel d'absorption de surface

V_{so} : potentiel spin-orbite

$f_s(r)$, $f_I(r)$ et $f_D(r)$ sont des facteurs de forme.

Nous avons ainsi tous les éléments nécessaires pour le calcul des éléments de matrice du potentiel d'interaction.

En reportant les valeurs de $V^{QJ}_{Ilj,I'l'j'}$ tirées de (IV.6.10) dans les équations (IV.6.7), on obtient les équations couplées que l'on doit intégrer simultanément pour obtenir la fonction d'onde totale $\psi^M_J(\underline{r}, \xi)$ dans chaque voie. On peut en déduire les amplitudes des diffusions élastique et inélastique qui sont : (IV.21)

$$A_o(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2iK} \sum_J \exp(2i\omega_J)\ (2J+1)\ (\mathcal{U}^J_{oJ} - 1)\ P_J(\cos\theta)$$

$$A^M_2(\theta) = \frac{(K'/K)^{1/2}}{iK} \sum_{JJ'} \exp[i(\omega_{J'} + \omega_J)]\ (2J+1)\ \mathcal{U}^J_{2J'} \times (-)^M \left[\frac{(J'-M)!}{(J-M)!}\right]^{1/2} \langle J\,2\,M\,0 \mid J'\,M\rangle\ P^M_{J'}(\cos\theta)$$

où

$$J' = J-2,\ J,\ J+2$$

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |A_o(\theta)|^2$$

$$\frac{d\sigma_{inel}}{d\Omega} = \sum_M |A^M_2(\theta)|^2$$

CHAPITRE V

ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. DISCUSSION. CONCLUSION

V.1 - INTRODUCTION

L'étude de la réaction $^{12}C + p$, entre 5 et 12 MeV, montre qu'il y a très peu de voies de réactions ouvertes dans cette région d'énergie. De plus, dans les courbes d'excitation, on observe des pics séparés ($\Gamma/D \leqslant 1$) où Γ est la largeur du niveau et D l'espacement entre deux niveaux consécutifs. A première vue, ces deux remarques nous laissent à penser qu'il est possible d'analyser les résultats de la diffusion élastique des protons sur le carbone à l'aide du formalisme de Wigner-Eisenbud dans lequel on supposera la matrice R diagonale et où l'on introduira la formule de Breit-Wigner à un niveau. Mais l'expérience montre que, pour des énergies de protons supérieures à 6 MeV, la première voie inélastique devient importante. On aperçoit, également, une certaine corrélation entre les voies élastique et inélastique (Q = - 4,43 MeV). Ceci permettra de voir si les résonances, que l'on obtient dans cette région d'énergie correspondant à des niveaux du noyau composé, proviennent uniquement d'une excitation collective dans laquelle on envisage un couplage entre l'état fondamental (0^+) et le premier état excité (2^+) de ^{12}C.

Dans la suite, nous allons utiliser ces deux formalismes à la comparaison des sections efficaces théorique et expérimentale pour les diffusions élastique et inélastique des protons sur le carbone.

V.2 - ANALYSE DES DISTRIBUTION ANGULAIRES EXPERIMENTALES POUR LA REACTION $^{12}C(p, p')\,^{12}C^*$ ENTRE 6,5 ET 11,2 MeV

Le développement des distributions angulaires expérimentales, en fonction des polynômes de Legendre, permet d'estimer grossièrement les valeurs des moments angulaires totaux des niveaux situés entre 6,5 et 11,2 MeV.

En effet, l'ordre maximal L_{max} des polynômes de Legendre nécessaire pour le lissage des distributions angulaires est lié, d'une part, au moment angulaire total J du niveau du noyau composé et, d'autre part, aux moments orbitaux l et l' dans les voies d'entrée et de sortie, dans l'hypothèse de formation d'un noyau composé. C'est ainsi que L_{max} doit satisfaire aux relations suivantes : (V.1)

$$L_{max} \leqslant 2J, \quad L_{max} \leqslant 2\, l_{max}, \quad L_{max} \leqslant 2\, l'_{max}$$

L_{max} doit être pair.

Nous avons lissé les distributions angulaires expérimentales jusqu'à $L_{max} = 8$ entre 6,8 et 11,2 MeV.

Les résultats ainsi obtenus montrent que l'ordre maximal nécessaire est 2 pour des énergies de protons incidents inférieures à 8,2 MeV, et 4 ou 6 pour des énergies supérieures à 8,2 MeV.

Ainsi, les deux niveaux situés aux alentours de 7,5 et 8,1 MeV d'énergies de protons incidents doivent avoir des moments angulaires totaux de 1/2 ou 3/2, tandis que, pour des résonances supérieures à 8,2 MeV, ces moments doivent être 5/2 ou 7/2.

La figure V.2.1 montre quelques distributions angulaires types entre 6,8 et 11,2 MeV.

Il est important de noter que toute information sur les niveaux de ^{13}N, qui peut être obtenue à partir du lissage des distributions angulaires en fonction des polynômes de Legendre, dépend à la fois du nombre des points expérimentaux, de leur distribution entre 0° et 180° et de leur précision.

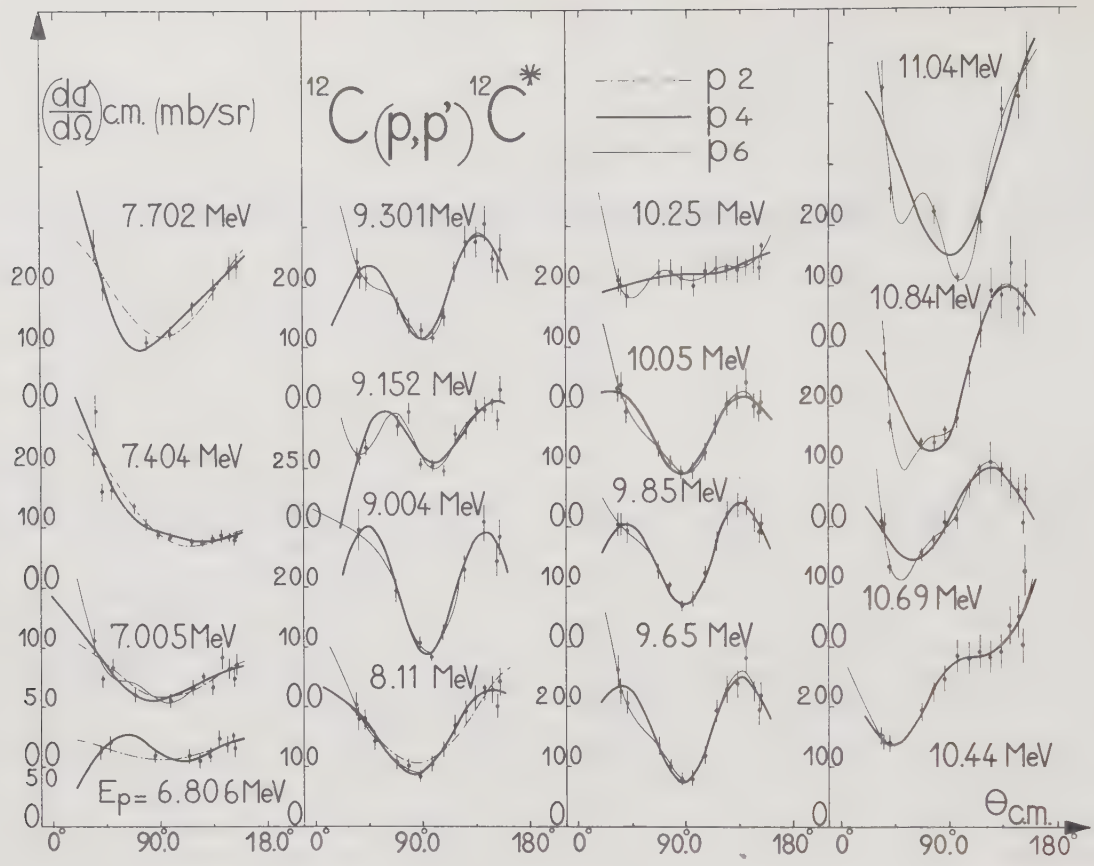


Figure V.2.1 : Lissage de quelques distributions angulaires types pour la diffusion inélastique entre 6,8 et 11,2 MeV en fonction des polynômes de Legendre.

Ainsi, du fait que le nombre des points expérimentaux est faible pour la réaction $^{12}C(p, p'')^{12}C^*$ et que les mesures sont situées seulement vers les angles arrière, nous n'avons pu analyser les distributions angulaires expérimentales.

V.3 - CALCUL NUMERIQUE DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION ELASTIQUE OBTENUES PAR LE FORMALISME DE LA MATRICE R. COMPARAISON AVEC LES SECTIONS EFFICACES EXPERIMENTALES

V.3.A - Définition et formulation pour la programmation

Dans ce paragraphe, nous allons donner tout d'abord la méthode par laquelle les calculs ont été effectués, puis nous comparerons les résultats théoriques aux valeurs expérimentales.

Nous avons vu au paragraphe IV.3 que le calcul de la section efficace de diffusion élastique nécessite la connaissance des éléments de matrice de diffusion $U^{J\pi}$.

Pour calculer les éléments de $U^{J\pi}$, nous allons suivre la méthode de calcul décrite au paragraphe IV.5 en prenant pour potentiel d'interaction la valeur suivante : (V.1)

$$V = V_c + V_{cN} + V_{s\,o}$$

où

$$V_c = (ZZ'e^2/2R_c^2) \quad \text{pour} \quad r \leqslant R_c$$

$$= ZZ'e^2/r \quad \text{pour} \quad r \geqslant R_c$$

est le potentiel coulombien qui correspond à une densité de charge constante à l'intérieur du noyau jusqu'à une distance R_c donnée par :

$$R_c = R_{oc}\ m_b^{1/3} \times 10^{-13}\ \text{cm}$$

R_{oc} est une constante appelée rayon coulombien.

$V_{cN} = - V \times f(r)$ est la profondeur réelle du puits de potentiel nucléaire (potentiel central d'interaction).

V est positif pour un potentiel d'absorption attractif.

$f(r) = 1/(1 + \exp(r - R_N/a))$ est le facteur de forme pour une absorption de volume où :

$$R_N = R_{ON} \times m_b^{1/3} \times 10^{-13}\ \text{cm}$$

avec

R_{ON} : rayon nucléaire

a : largeur du puits de potentiel

$$V_{so} = V_s \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 r^{-1} \times \frac{d}{dr} f(r) \times (\vec{S}.\vec{L})$$

est le potentiel d'interaction nucléaire spin-orbite dans l'hypothèse de la distribution de Thomas à la surface nucléaire.

V_s : constante spin-orbite

m_π : masse du pion au repos

$$\vec{S}.\vec{L} = \begin{cases} l & \text{pour} \quad J = l + \frac{1}{2} \\ -l-1 & \text{pour} \quad J = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

Pour calculer les différents éléments de matrice $U^{J\pi}$, il faut connaître la fonction d'onde totale radiale et les fonctions d'onde entrantes et sortantes à la surface nucléaire. Nous avons vu au paragraphe IV.5 que, pour améliorer les hypothèses de la théorie de la matrice R et les rendre plus réalistes, il faut choisir le point de raccordement des fonctions d'onde radiales à l'intérieur aux fonctions d'onde à l'extérieur en un point de la discontinuité du potentiel comme l'a suggéré E. Vogt [0.19]. Ce choix a pour effet de déformer légèrement les fonctions d'onde coulombiennes à la surface nucléaire, au point de raccordement. Nous avons choisi pour valeur du rayon le point $r = R_N = R_c = R_o\ m_b^{1/3} \times 10^{-13}$ cm.

Les fonctions d'onde radiales à l'infini étant purement coulombiennes, nous les avons choisies comme solution de l'équation de Schrödinger radiale pour $r \gg R_N$. A partir de cette condition initiale, nous avons intégré l'équation de Schrödinger dans le sens inverse du rayon jusqu'à $r = R_N$. Ceci nous a permis de connaître les fonctions d'onde entrantes I et sortantes 0 au point R_N qui sont données par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} I &= (G - iF) \exp(i\omega) \\ 0 &= (G + iF) \exp(-i\omega) \end{aligned} \qquad \text{(V.3.1)}$$

où F et G sont les solutions de l'équation de Schrödinger particulières au point R_N. $F = F_c$, $G = G_c$ pour $r \gg R_N$, avec F_c et G_c fonctions d'onde coulombiennes régulière et irrégulière. ω est lié aux facteur de phases coulombiennes σ_1 et σ_o

$$\omega = \sigma_1 - \sigma_o = \sum_{n=1}^{l} \text{arctg}\ (\eta/n)$$

η étant la constante définie au paragraphe IV.2.

Par ailleurs, le choix du potentiel optique permet d'intégrer l'équation de Schrödinger de l'intérieur vers l'extérieur avec les conditions aux limites appropriées (voir réf. (V.2)).

Ceci nous a permis d'obtenir les matrices R_o^J définies par l'équation (IV.3.9) en prenant la constante de normalisation $B_c = 0$ à la surface nucléaire.

Plusieurs remarques sont à noter : 1) la formulation pour la programmation au calculateur I.B.M. 7090 a été faite de la même manière que celle de M.A. Melkanoff et al [V.2]. Sauf pour l'intégration de l'équation de Schrödinger, nous avons utilisé la méthode de Fox-Goodwin à deux points au lieu de la méthode de Rung et Kutta à trois points utilisée dans la référence [V.2]. De plus, nous avons choisi la simplification introduite par Raynal et al [V.3] pour le calcul des deux premiers points. Ce procédé nous a permis de diminuer légèrement le temps de calcul de chaque intégration. La précision dans l'intégration a été vérifiée par les deux méthodes qui donnent le même résultat ; 2) afin de voir l'effet du potentiel d'interaction sur la déformation des fonctions d'onde coulombiennes, nous avons reporté, sur la figure V.3.1, les variations des fonctions d'onde G, F, G_c et F_c définies plus haut en fonction du rayon pour les moments orbitaux l = 0, 1 et 5.

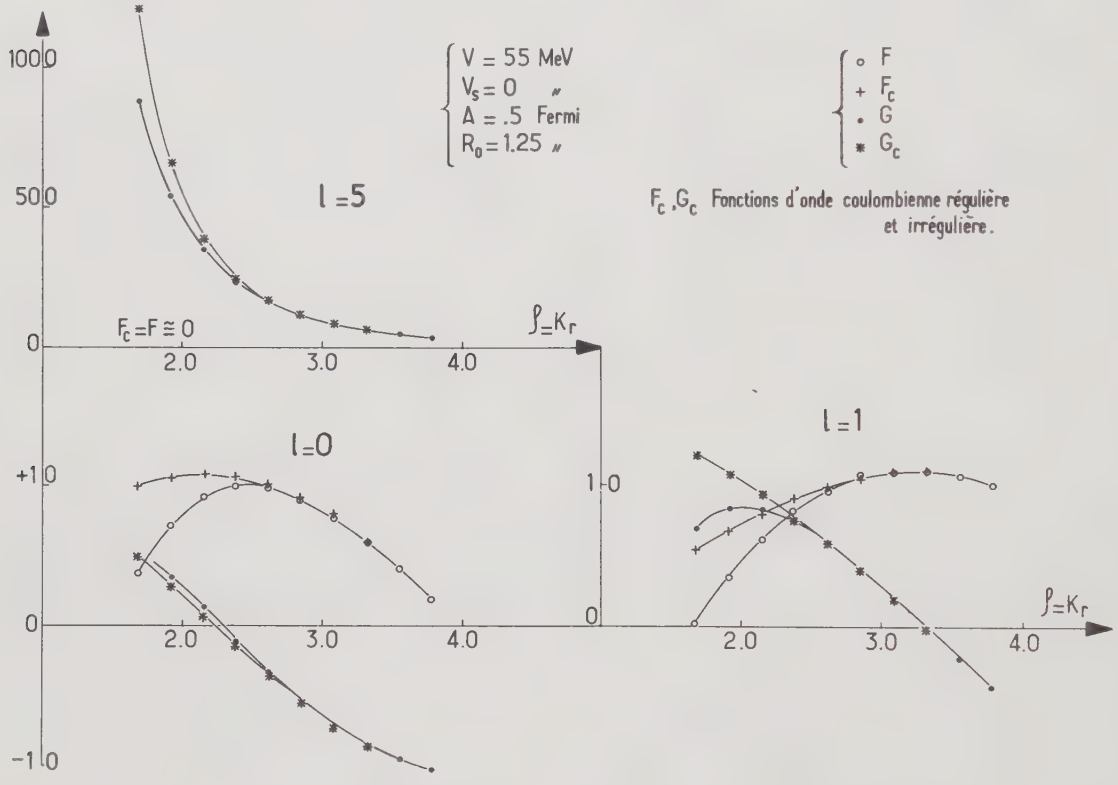


Figure V.3.1 - Variation des fonctions d'onde G, F, G_c et F_c définies par les équations (V.3.1) en fonction du rayon pour les moments orbitaux l = 0, 1 et 5.

La figure montre qu'au point de raccordement ($\rho = kr = 1,69$) les fonctions d'onde régulière et irrégulière F et G sont inférieures aux valeurs correspondant aux fonctions F_c et G_c.

Nous avons également calculé les rapports des pénétrabilités obtenues à partir de ces fonctions d'onde nouvelles et de celles calculées par les fonctions d'onde purement coulombiennes.

Nous avons constaté que ces rapports dépendent, d'une part, des paramètres du modèle optique et, d'autre part, des moments angulaires orbitaux.

Nos valeurs sont légèrement supérieures ($\sim 20\%$) à celles données par E. Vogt (0.19) (voir § IV.5).

Il est bon de signaler que la fonction d'onde irrégulière G diverge pour $r \longrightarrow 0$ et $l \longrightarrow \infty$: mais R_N étant plus grand que zéro, G est finie. Mais, pour des valeurs de $l \geqslant 5$, G devient grand et on a des imprécisions dans le calcul de G. Seulement pour de grandes valeurs de l, la pénétrabilité $P_l \sim 1/G^2$ tend vers zéro. Donc cette imprécision ne nous gêne pas.

Pour calculer les sections efficaces de diffusion élastique, nous avons procédé de la manière suivante :

1/ Nous avons choisi des régions d'énergie où les courbes d'excitation sont régulières et où l'on n'observe pas de résonances.

2/ Nous avons cherché grossièrement les paramètres du modèle optique qui permettent d'obtenir le minimum de déviation (χ^2_{min}) entre les valeurs théoriques et expérimentales, défini par la relation suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\sigma_{th}(\vartheta_i) - \sigma_{exp}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{exp}(\theta_i)} \right]^2$$

où N = nombre des points expérimentaux.

$\Delta\sigma_{exp}(\vartheta_i)$ = erreur sur les valeurs expérimentales de la section efficace $\sigma_{exp}(\theta_i)$, et cela en faisant varier les paramètres optiques V, V_s, V_o et a où l'on a supposé $R_{oc} = R_{oN} = R_o$.

3/ Nous avons utilisé ensuite un programme de recherche automatique (fait à Saclay par G.S. Mani et R. Freeman à partir de la méthode de Melkanoff) où l'on suppose que, dans l'espace des paramètres, χ^2 possède approximativement une forme quadratique sur laquelle on cherche le point minimal. Nous avons donc choisi les paramètres déjà obtenus grossièrement, comme paramètres du départ.

4/ Ce même procédé a été appliqué dans le cas des résonances. Mais alors on fixe les paramètres optiques obtenus dans la région résonnante située à proximité des résonances ; on fait ensuite la recherche uniquement sur les paramètres des résonances. Ces paramètres sont au nombre de trois pour chaque résonance : γ_p, Γ_c et E_R qui sont respectivement la largeur réduite de la voie élastique, la largeur totale de toutes les autres voies et l'énergie de la résonance.

5/ La recherche des paramètres de résonances se fait en plusieurs étapes car, pour obtenir le meilleur χ^2_{min} et la meilleure forme pour les courbes d'excitation, nous avons été obligé de prendre différentes valeurs pour le moment angulaire total J^π du noyau composé. Nous avons essayé des valeurs de J^π comprises entre $1/2^\pm$ et $7/2^\pm$.

V.3.B - Calcul numérique

1/ Calcul de la section efficace à E_p = 8,4 MeV.

Les courbes d'excitation présentent une région plate autour de E_{LAB} = 8,4 MeV. Nous avons donc calculé la distribution angulaire à cette énergie à l'aide des paramètres optiques seulement. χ^2_{min} a été obtenu avec les paramètres suivantes :

V = 55,7 MeV V_{so} = - 4,6 MeV a = 0,258 fermi R_o = 1,26 fermi

Nous avons également calculé, à l'aide de ces paramètres, la polarisation théorique.

La figure V.3.2 montre la comparaison entre les courbes théoriques et les valeurs expérimentales de la section efficace, de même que la polarisation théorique.

2/ Analyse des courbes d'excitation entre 8,033-8,33 MeV.

Les courbes d'excitation, dans cette région d'énergie, montrent l'existence d'un niveau isolé et bien séparé des autres niveaux aux environs de E_{LAB} = 8,15 MeV.

Comme premier test du formalisme de la matrice R définie au chapitre IV, nous avons calculé les courbes d'excitation en supposant qu'il y a une résonance et en fixant les paramètres optiques aux valeurs déjà obtenues à 8,4 MeV.

La recherche de χ^2_{min} nous a amené à prendre les valeurs suivantes pour les paramètres de la résonance :

γ_p = 0,06 MeV (Γ_p = 0,018 MeV)

Γ_c' = 0,051 MeV ($\Gamma_t = \Gamma_p + \Gamma_c'$ = 0,069 MeV)

$E_{R_{cm}}$ = 7,58 MeV

J^π = $3/2^-$

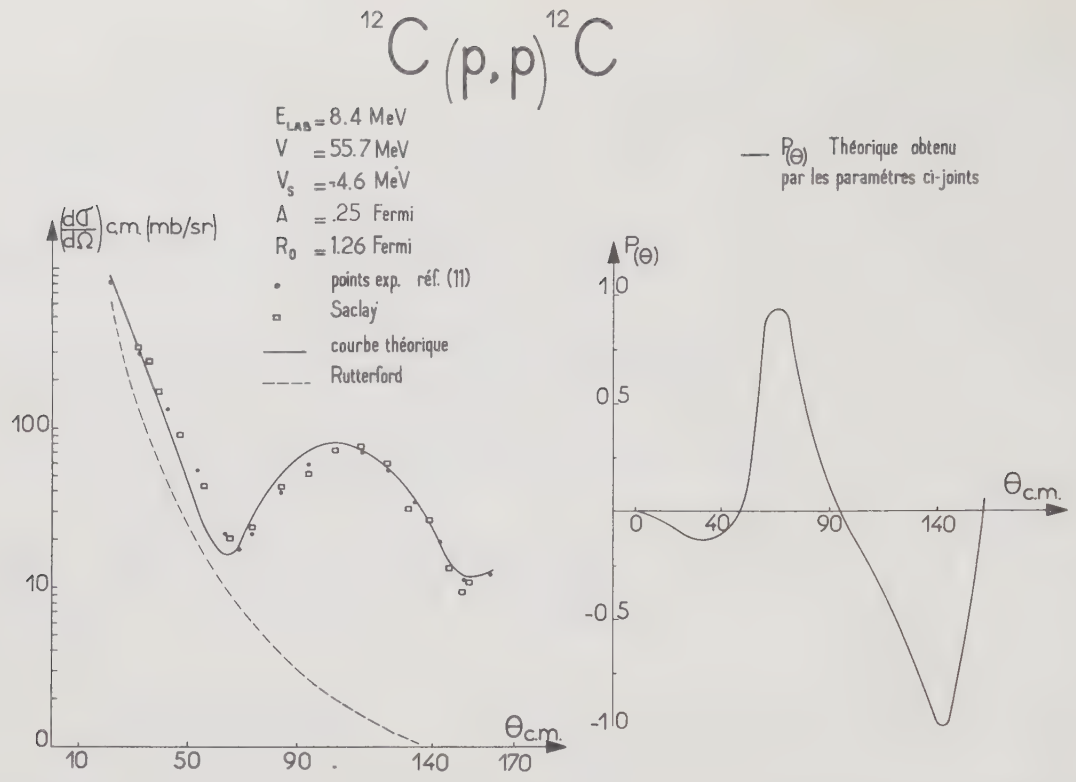


Figure V.3.2 : Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales de la section efficace de diffusion élastique à 8,4 MeV. On trouve également la polarisation théorique. Le calcul a été fait avec un potentiel optique réel.

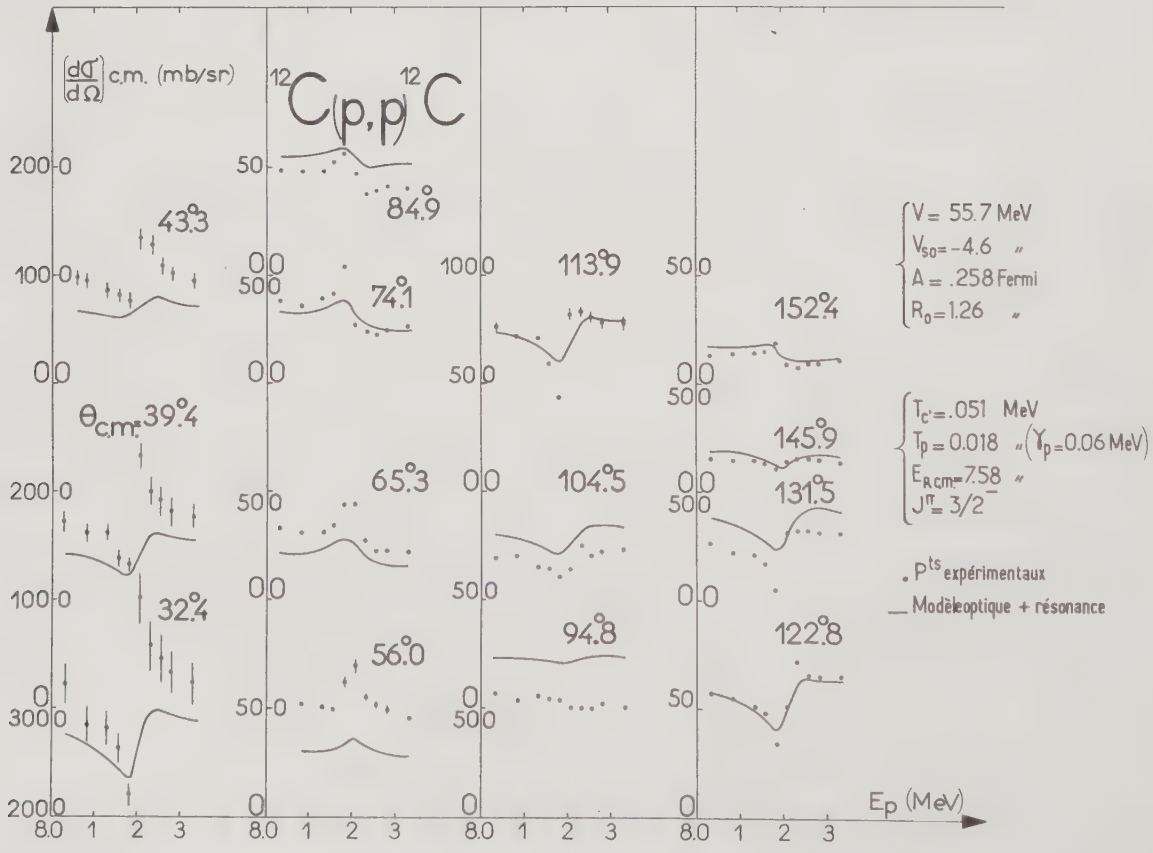


Figure V.3.3 : Comparaison des calculs théoriques et des valeurs expérimentales pour l'analyse de la résonance à E_{LAB} = 8,2 MeV.

La figure V.3.3 montre la comparaison entre les valeurs théoriques calculées et les résultats expérimentaux.

3/ Analyse des courbes d'excitation entre 9,0 – 9,45 MeV.

La résonance située à environ 9,1 MeV semble, elle aussi, être isolée. Nous l'avons calculée avec les paramètres optiques fixés aux valeurs à 8,4 MeV. Après avoir trouvé les paramètres de la résonance, nous les avons fixés et nous avons fait la recherche sur les paramètres optiques. χ^2_{min} a été obtenu pour les valeurs suivantes des paramètres :

V	= 55,7 MeV	γ_p	= 0,596 MeV (Γ_p = 0,053 MeV)
V_{so}	= – 4,43 MeV	Γ'_c	= 0,022 MeV ($\Gamma_t = \Gamma'_c + \Gamma_p$ = 0,075 MeV)
R_o	= 1,273 fermi	$E_{R_{cm}}$	= 8,39 MeV
a	= 0,259 fermi	J^π	= 7/2⁻

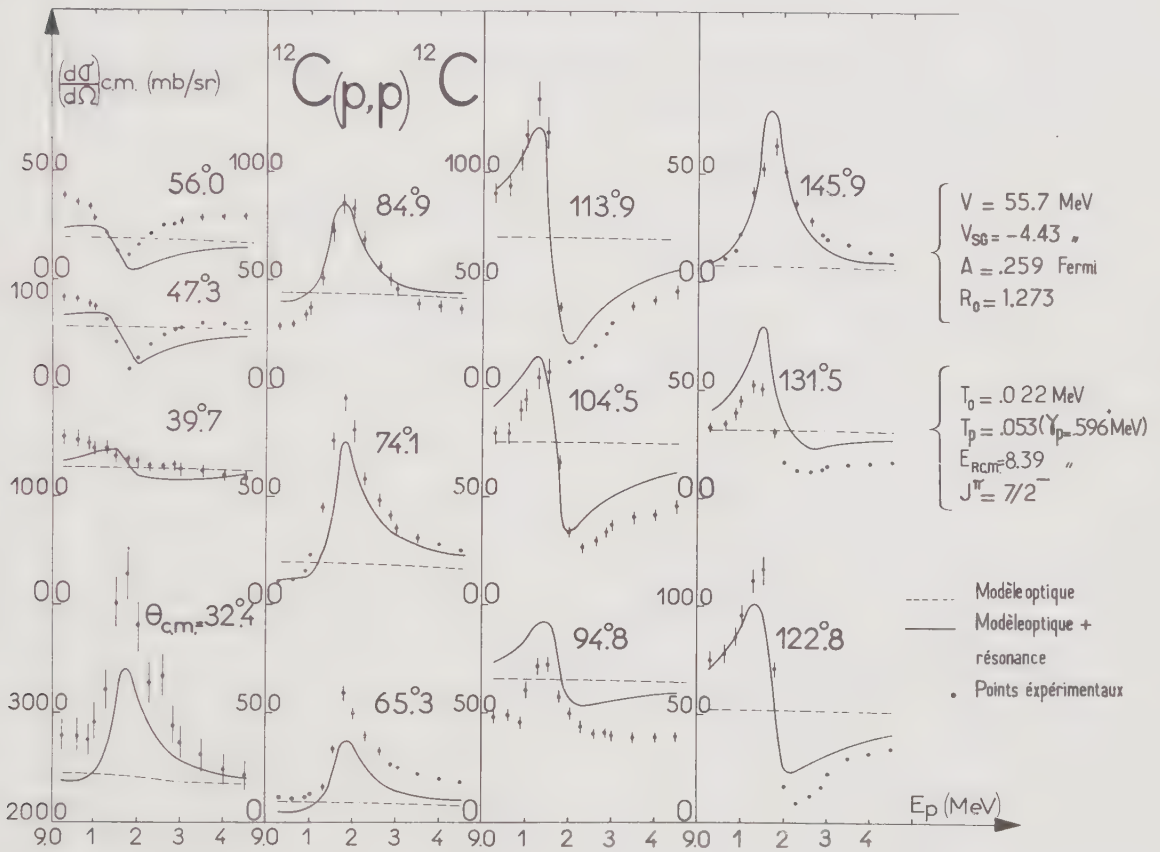


Figure V.3.4 : Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales pour l'analyse de la résonance à E_{LAB} = 9,1 MeV.

La figure V.3.4 montre la comparaison entre les valeurs théoriques et les résultats expérimentaux. Sur cette figure, la ligne brisée montre l'effet du modèle optique.

4/ Analyse des courbes d'excitation entre 9,5 – 9,8 MeV.

Dans cette région il est difficile de déceler une structure résonnante dans les courbes de diffusion élastique. Mais, théoriquement, on prévoit une résonance $J^\pi = 1/2^-$ pour $E_{LAB} \cong 9,7$ MeV (V.4).

Nous avons tout d'abord cherché les meilleurs paramètres optiques puis essayé d'y ajouter la résonance $J = 1/2^-$ mais sans succès. Les paramètres optiques qui donnent χ^2_{min} sont :

$V = 60,87$ MeV

$V_{so} = -4,57$ MeV

$R_o = 1,213$ fermi

$a = 0,325$ fermi

La figure V.3.5 montre la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales.

5/ Analyse des courbes d'excitation entre 10,0 – 11,3 MeV.

Dans cette région d'énergie les courbes d'excitation sont assez complexes. Plusieurs niveaux se présentent et leurs espacements deviennent plus petits que leurs largeurs.

Jusqu'à présent, quatre niveaux ont été vus par l'étude des réactions $^{12}C(p, p)^{12}C$, $^{12}C(p, p'\gamma)^{12}C^*$ aux énergies des protons incidents de 10,3 ; 10,5 ; 10,7 et 10,95 MeV dans le système du laboratoire [0.12] [0.15].

Nos expériences montrent également l'existence d'au moins trois pics aux environs de 10,4 , 10,55 et 11,0 MeV qui correspondent aux valeurs données par la référence [0.15].

Nous avons analysé rapidement la résonance à 10,4 MeV en considérant aussi l'effet de celle qui est à 10,55 MeV et en fixant les paramètres optiques aux valeurs déjà obtenues entre 9,5-9,98 MeV. Les premiers résultats sont les suivants :

$\gamma_{p_1} = 0,4$ MeV $\quad (\Gamma_p = 0,10$ MeV)

$\Gamma'_{c_1} = 0,049$ MeV $\quad (\Gamma_t = \Gamma_p + \Gamma'_c = 0,149$ MeV)

$E_{R_{1cm}} = 9,64$ MeV

$J_1^{\pi} = 5/2^-$

$\gamma'_P = 0,31$ MeV $\quad (\Gamma_{p_2} = 0,033$ MeV)

$\Gamma'^2_{c_2} = 0,048$ MeV $\quad (\Gamma_t = \Gamma_{p_2} + \Gamma'_{c_2} = 0,081$ MeV)

$E_{R_{2cm}} = 9,93$ MeV

$J_2^{\pi} = 7/2^-$

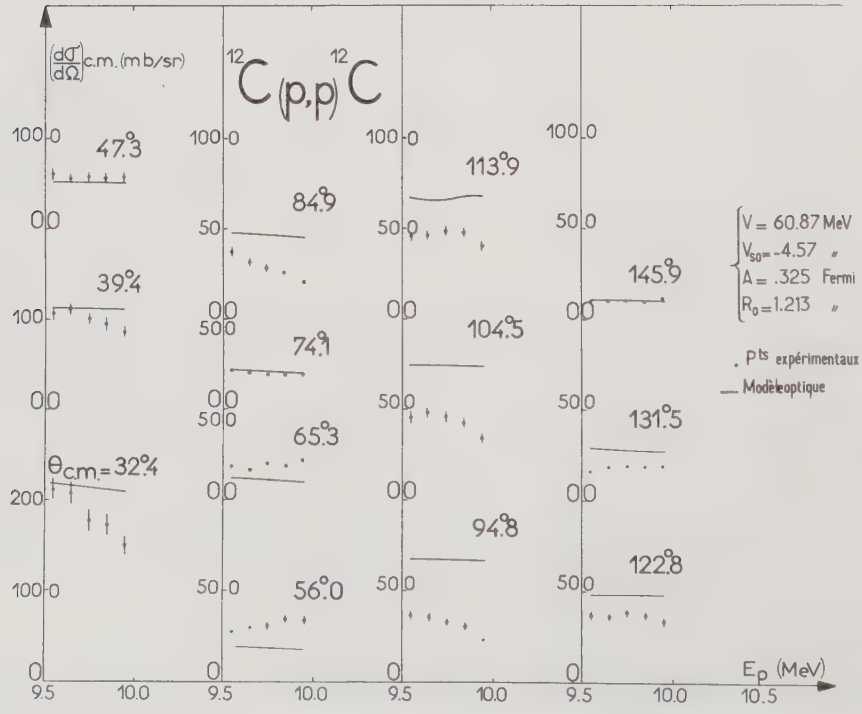


Figure V.3.5 : Calcul théorique des courbes d'excitation pour la diffusion élastique de protons sur ^{12}C entre 9,5 et 9,98 MeV.

mais une recherche plus systématique dans laquelle on considérera aussi l'effet des niveaux plus élevés est nécessaire surtout pour la confirmation des paramètres de la deuxième résonance ($J^{\pi} = 7/2^-$).

La figure V.3.6 montre la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales.

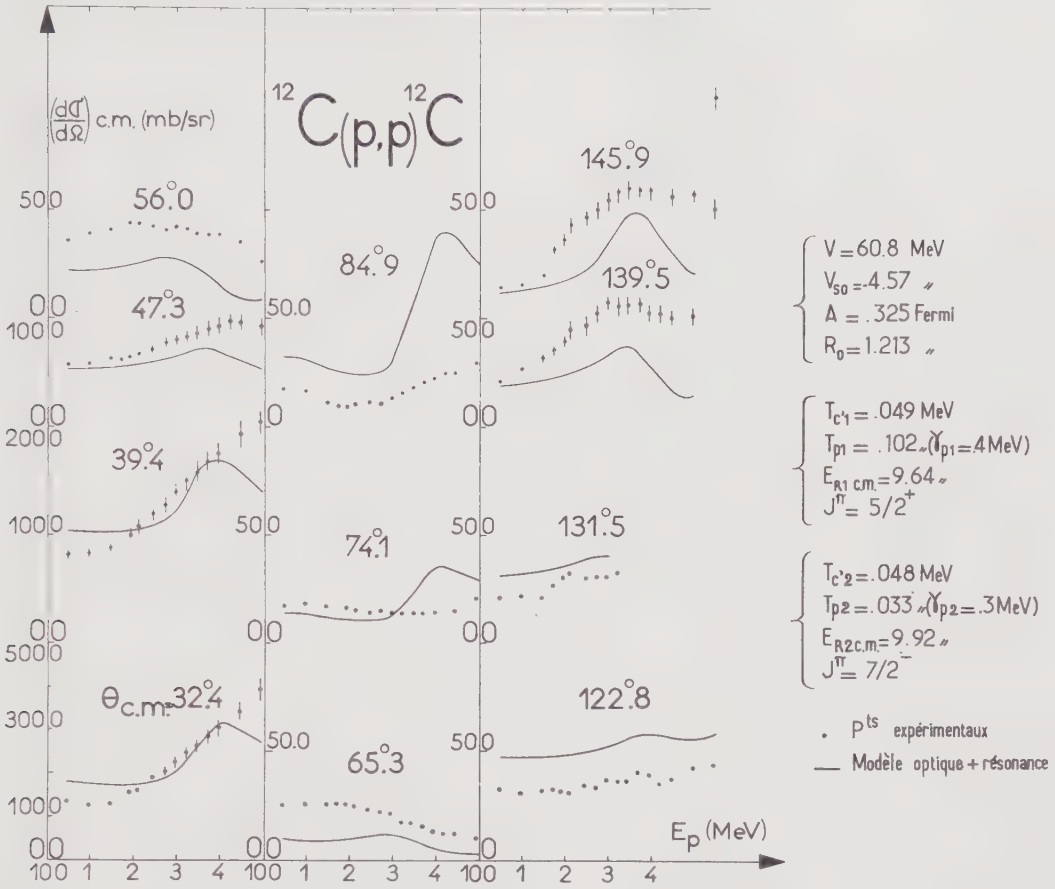


Figure V.3.6 : Calcul théorique de la section efficace élastique pour la résonance située à $E_{LAB} \simeq 10,4$ MeV . On y trouve également les paramètres de la résonance à 10,5 MeV.

V.4 - CALCUL NUMERIQUE DES SECTIONS EFFICACES DE DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUES PAR LA METHODE DES VOIES COUPLEES. COMPARAISON AVEC LES VALEURS EXPERIMENTALES

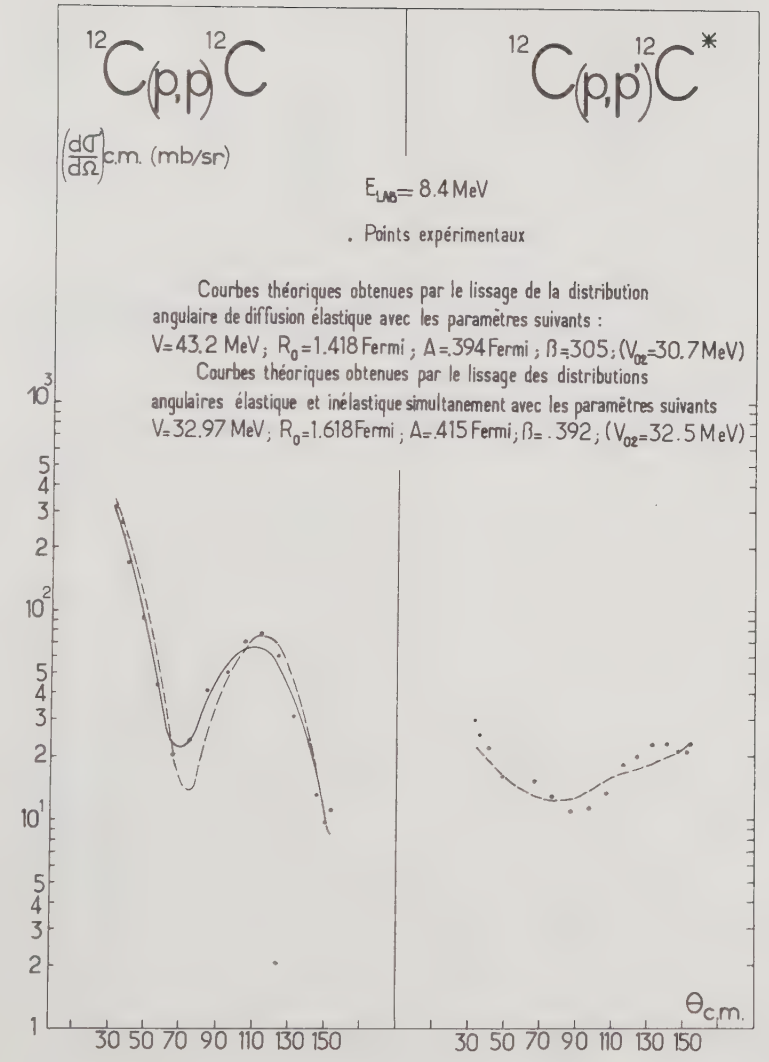
Dans ce paragraphe nous allons donner quelques résultats préliminaires obtenus en utilisant le programme de Buck pour le couplage entre les deux états 0^+ et 2^+ dans lequel on néglige l'effet du potentiel spin-orbite

Nous nous bornerons ici également, comme au paragraphe V.3, aux paramètres optiques avec un potentiel central réel et nous envisagerons uniquement un potentiel de couplage réel entre l'état fondamental et le premier état excité de ^{12}C.

Afin d'avoir une idée sur le paramètre de déformation β (voir §IV.6), nous avons choisi les paramètres optiques déjà obtenus comme point de départ et nous avons cherché les paramètres qui donneraient les meilleurs accords avec la diffusion élastique seulement.

Nous avons obtenu les paramètres suivants pour les distributions angulaires à 8,4 et 9,65 MeV :

à 8,4 MeV	à 9,65 MeV
V = 43, 2 MeV	V = 67,87 MeV
R_o = 1,418 fermi	R_o = 1,128 fermi
a = 0,394 fermi	a = 0,238 fermi
β = 0,304 (V_{o2} = 30,7 MeV)	β = 0,145 (V_{o2} = 28 MeV)



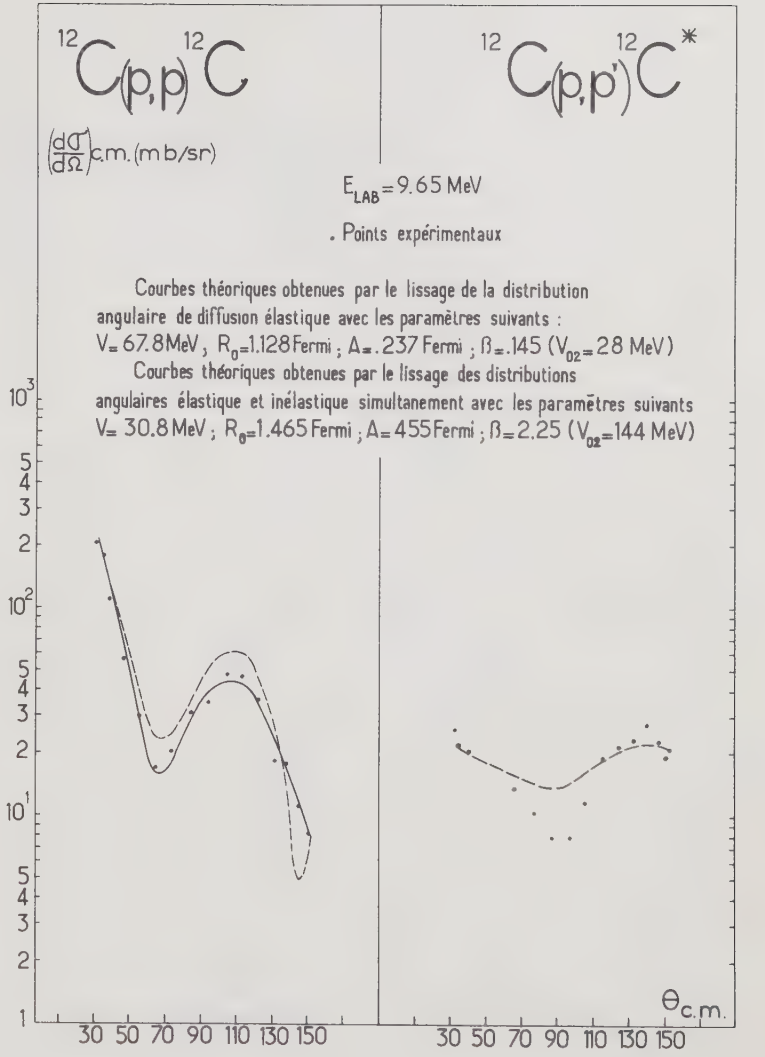


Figure V.4.1 et 2 : Calcul théorique des distributions angulaires (p, p), (p, p') par la méthode des équations couplées à E_{LAB} = 8,4 et 9,65 MeV.

Si ces paramètres donnent un accord excellent pour les distributions angulaires élastiques, il n'en est pas de même pour les distributions angulaires inélastiques. De sorte que nous avons été obligé de rechercher les meilleurs paramètres qui donneraient un bon accord simultanément pour les deux types de distributions angulaires. C'est ainsi que nous avons obtenu les valeurs suivantes :

à 8,4 MeV	à 9,65 MeV
V = 32,92 MeV	V = 30,8 MeV
R_o = 1,618 fermi	R_o = 1,465 fermi
a = 0,415 fermi	a = 0,455 fermi
β = 0,392 (V_{o2} = 32,5 MeV)	β = 2,251 (V_{o2} = 144 MeV)

Les figures V.4.1 et V.4.2 montrent la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales pour les distributions angulaires (p, p), (p, p') à 8,4 et 9,65 MeV respectivement. Les lignes pleines correspondent aux lissages des distributions angulaires élastiques par les premières séries de paramètres obtenus plus haut.

Nous avons également calculé les sections efficaces théoriques élastique et inélastique dans une région intérmédiaire (E_{LAB} = 9,102 MeV) où il y a une résonance isolée qui présente un effet de corrélation important entre les voies élastique et inélastiques.

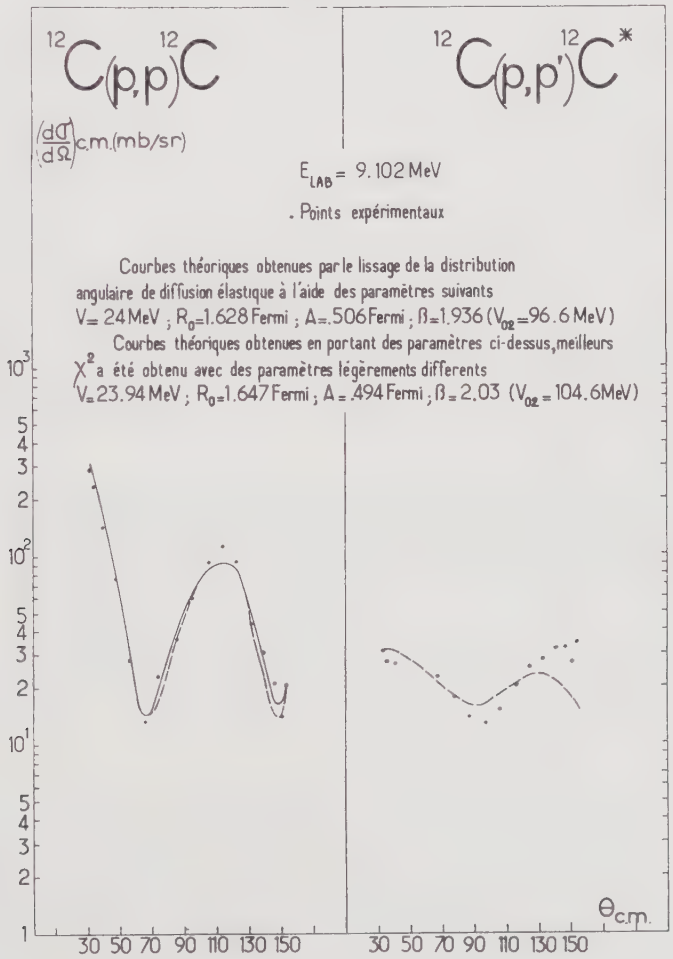


Figure V.4.3 : Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des sections efficaces élastique et inélastique à E_{LAB} = 9,1 MeV.

Les meilleurs paramètres qui nous ont permis de nous rapprocher des résultats expérimentaux sont :

$$\underline{E_{LAB} = 9,102 \text{ MeV}}$$

$V = 23,9$ MeV

$\beta = 2,03$ ($V_{o2} = 104,6$ MeV)

$R_o = 1,647$ fermi

$a = 0,494$ fermi

La figure V.4.3 montre la comparaison entre les courbes expérimentales et théoriques.

V.5 - DISCUSSION

Au paragraphe 3 du présent chapitre, nous avons analysé les résultats de la diffusion élastique des protons sur le carbone entre 8,0 et 10,5 MeV à l'aide de la théorie de la matrice R en faisant le choix d'un potentiel central d'interaction du type Saxon-Wood réel et en calculant les paramètres des résonances par la méthode de E. Vogt décrite au paragraphe IV.5.

Le tableau V.5.1 montre la comparaison de nos résultats avec ceux des autres auteurs [0.13] [0.15].

On remarque, d'après ce tableau, qu'il y a, dans l'ensemble, bon accord entre nos valeurs et celles données par d'autres auteurs. Les paramètres du modèle optique que nous avons trouvés montrent que les valeurs de l'épaisseur du mur de potentiel, de même que les valeurs de R_o, sont inférieures à celles données dans le tableau.

Signalons à ce sujet que la recherche de lissage des distributions angulaires de la diffusion élastique, uniquement par le modèle optique, faite par I.S. Nodwik et al [V.7] à 11,85 MeV, montre que les valeurs de a sont situées entre 0,33 – 0,45 fermi.

Nos résultats démontrent également le fait qu'il n'est pas important d'introduire des potentiels d'absorption de volume et de surface pour évaluer les sections efficaces de diffusion élastique ; on ajoute ainsi des paramètres supplémentaires sans améliorer grandement l'accord entre la théorie et l'expérience. Ce résultat a été vu également par F.I. Bloore et al [V.8] dans l'analyse de la diffusion élastique des neutrons par le carbone à 14 MeV par la méthode de calcul en couplage fort. La comparaison de nos résultats démontre néanmoins que le fait de négliger l'effet de la première voie inélastique, assez important dans la région de 8-10 MeV, a pour conséquence l'écartement entre les valeurs théoriques et expérimentales.

Par ailleurs la comparaison du schéma des niveaux de ^{13}N dans cette région avec les diagrammes théoriques montre que, sauf le niveau $1/2^-$ prédit par Kurath [V.4] à $E_{LAB} \approx 9,7$ MeV et le niveau 9/2 donné par Kurath et Lawson [V.5] à $E_{LAB} \approx 8,7$ MeV, qui ne sont pas vus expérimentalement, les autres valeurs de J^π trouvées correspondent parfaitement aux prédictions théoriques données par [V.4 - V.6].

Néanmoins, nous avons essayé de calculer les courbes d'excitation aux environs de 9,7 MeV en supposant l'existence d'un niveau $J^\pi = 1/2^-$. Mais nous n'avons pas obtenu des résultats satisfaisant à cette prédiction. De même, les distributions angulaires entre 8,4 et 8,9 MeV s'obtiennent uniquement à l'aide du modèle optique, ce qui laisse à dire que le niveau $9/2^+$ n'existe pas dans cette région.

Il serait bon d'ajouter que, si les deux niveaux existent, ils devront avoir une largeur partielle faible pour les protons élastiques et inélastiques. Enfin, l'analyse des résultats de la diffusion élastique, pour des énergies supérieures à 10 MeV, du fait de l'existence de plusieurs résonances dont les rapports $\Gamma/D \geq 1$, demande une attention particulière. De plus, les distributions angulaires varient brutalement dans cette région. Cela indique que le mécanisme de réaction doit être assez complexe et que des phénomènes de réactions directes doivent y prendre place.

En ce qui concerne nos résultats de calcul des distributions angulaires élastiques et inélastiques par la méthode des équations couplées, on peut faire plusieurs remarques. Tout d'abord, si l'on veut calculer les distributions angulaires inélastiques avec les paramètres des distributions angulaires

élastiques, il faut que les paramètres soient obtenus par une recherche systématique des résultats expérimentaux dans une grande région d'énergie. Ensuite, le calcul simultané des distributions angulaires élastiques et inélastiques montre une valeur du potentiel central d'interaction V faible par rapport aux valeurs obtenues par le modèle optique.

Analyse des courbes d'excitations obtenues par la réaction $^{12}C(p, p)^{12}C$

Paramètres du modèle optique								Energies incidentes	Paramètres correspondant aux niveaux de N				
V MeV	W_v MeV	W_s MeV	V_{so} MeV	a fermi	R_o fermi	R_c fermi	b fermi	MeV	J^π	Γ_p (γ_p) MeV	Γ_c MeV	Γ_t MeV	$E_{R_{LAB}}$ MeV
* 55	2	0	- 8	0,5	1,354	1,29	0	8,5					
* "	"	"	"	"	"	"	"	8,0 - 8,3	3/2⁻	,010	,023	,033	8,17
* "	"	"	"	"	"	"	"	8,9 - 9,4	7/2⁻	,055	,018	,073	9,14
55,7	0	0	- 4,6	0,258	1,26	1,26	0	8,4					
"	"	"	"	"	"	"	"	8,0 - 8,3	3/2⁻	,018(0,06)	,051	,069	8,2
"	"	"	- 4,43	"	1,273	1,273	"	8,9 - 9,4	7/2⁻	,053(0,596)	,022	,075	9,1
** 55	0	20,1	- 6,6	0,45	1,3	1,29	0,25	9,7					
** "	"	"	"	"	"	"	"	10,0 - 11,5	5/2⁺	,150	,050	,200	10,3
60,8	0	0	- 4,57	0,325	1,213	1,213	0	9,5 - 9,98					
"	"	"	"	"	"	"	"	10,0 - 10,5	5/2⁺	,100(0,40)	,050	,150	10,44

* valeurs tirées de [0.13]

** valeurs tirées de [0.15]

W_v absorption en volume

W_s absorption en surface

b paramètre gaussien attaché à W_s

Ce résultat a été déjà vu par C.A. Levinson et al [0.16] et N.K. Glendenning [V.9] lors d'un traitement de la section efficace de la diffusion inélastique pour des énergies supérieures à 14 MeV par la méthode de DWBA et la théorie de l'interaction directe. Par ailleurs, le fait, qu'en passant de 8,4 à 9,1 MeV on trouve un potentiel de couplage important, montre que le niveau $J^\pi = 7/2^-$ de ^{13}N situé à $E_{R_{LAB}} = 9,1$ MeV peut être dû à un couplage fort entre les voies élastique et inélastique, comme prévu par Okai et Tamura [0.18]. Néanmoins, pour confirmer définitivement ces résultats, il serait bon d'analyser toutes les distributions angulaires dans cette région.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons pu voir que l'utilisation du formalisme de la matrice R pour l'analyse de résonances isolées et même de résonances se superposant ($\Gamma/D \geq 1$) permet d'extraire les paramètres attachés aux résonances quand l'effet des niveaux voisins n'est pas négligeable. De plus, le choix du rayon d'interaction approprié est important et peut influencer les valeurs des pénétrabilités par un facteur souvent supérieur à 1.

Nous avons également vu que, pour des énergies de particules incidentes inférieures à 10 MeV, il n'est pas nécessaire d'introduire des potentiels d'absorption et qu'un puits de potentiel réel optique suffit pour le calcul des éléments de matrice de l'interaction, tandis que la situation se complique pour $E_{LAB} > 10$ MeV. D. Robson [0.16] a introduit un potentiel d'absorption de surface dans cette région et a remarqué que les paramètres du modèle optique deviennent dépendants de la parité.

Mais le choix d'une matrice R diagonale ne permet pas d'obtenir un bon accord entre les valeurs expérimentales et théoriques. Par ailleurs, l'application de la méthode des ondes couplées nous a permis de calculer la section efficace de la diffusion inélastique.

Bien que des recherches systématiques n'aient pas été faites, les premiers résultats montrent que l'addition d'un potentiel de couplage V_{02} réel peut rendre compte de la diffusion inélastique.

Mais, pour des énergies supérieures à 10 MeV, comme on peut le voir expérimentalement, la deuxième voie inélastique (Q = -7,656 MeV) commence à être importante, de sorte que le choix d'un couplage entre la bande 0^+, 2^+, 3^-, etc... n'est pas suffisant et qu'il faut tenir compte des autres interactions résiduelles.

Au point de vue expérimental, la chambre à diffusion à cible gazeuse et à pompage différentiel est un instrument très utile. Il permet la mesure très précise de la section efficace absolue d'éléments qui se trouvent sous forme gazeuse. D'autre part, le fait que l'on peut y fixer un grand nombre de détecteurs permet d'obtenir rapidement de nombreux résultats.

RÉFÉRENCES

[0.1] G. GOLDHABER et R.M. WILLIAMSON - Phys. Rev. *82*, 495 (1951).

[0.2] H.E. GOVE et al., - Phys. Rev. *86*, 572 (1952).

[0.3] M. MARTIN et al. - Helv. Phys. Acta, *26*, 595 (1953).

[0.4] H.L. JACKSON et al. - Phys. Rev. *89*, 365 (1953).

[0.5] W.E. BURCHAM et al. - Phys. Rev. *92*, 1266 (1953).

[0.6] G.E. FISHER - Phys. Rev. *96*, 704 (1954).

[0.7] C.W. REICH et al. - Phys. Rev. *104*, 143 (1956).

[0.8] C.P. BROWN et al. - Phys. Rev. *104*, 1099 (1956).

[0.9] R.W. PEELLE - Phys. Rev. *105*, 1311 (1957).

[0.10] H.E. CONZETT - Phys. Rev. *105*, 1324 (1957).

[0.11] Y. NAGAHARA - J. Phys. Soc. Japan, *16*, 133 (1961).

[0.12] H.S. ADAMS et al. - Phys. Rev. *124*, 1899 (1961).

[0.13] G.G. SHUTE et al. - Nucl. Phys. *37*, 535 (1962).

[0.14] N. NIKALIC et al. - Phys. Rev. *132*, 2212 (1963).

[0.15] D. ROBSON et al. - Nucl. Phys. *16*, 370 (1963).

[0.16] C.A. LEVINSON et al. - Ann. Phys. *3*, 670 (1958).

[0.17] C.O. MOHR - Proc. Phys. Soc. *73*, 894 (1959) ; *78*, 641 (1961).

[0.18] S. OKAI et al. - Nucl. Phys. *31*, 185 (1962).

[0.19] E. VOGT - Rev. Mod. Phys. *34*, 723 (1962).

[I.1] M.T. RICHARD - Dans Nuclear Spectroscopy, Partie A, P. 99 (Ed. Ajzenberg-Selove, New-York and London 1960).

[I.2] A. PAGES, M. AVRIL et R. MOREAU - J. Phys. *24*, 956 (1963).

[I.3] A. PAGES, M. AVRIL et M. VIDAL, Colloque International d'Electronique Nucléaire, Paris, 25-27 Novembre 1963.

[II.1] E. SILVERSTEIN - Nucl. Instr. Methods, *4*, 53 (1959).

[II.2] G. BREIT et al. - Phys. Rev. *55*, 1018 (1939).

[II.4] A. MESSIAH - Mécanique quantique, tome 1, p. 419 (édité par Dunod, Paris 1959).

[II.3] C.L. CRITCHFIELD et D.C. DODDER - Phys. Rev. *75*, 419 (1949).

[II.5] M.E. ROSE - Phys. Rev. *91*, 610 (1953).

[III.1] G.A. BOUTRY - Physique appliquée aux industrie du vide et de l'électronique, tome 1 (édité par Masson et Cie, Paris 1962).

[III.2] D.H. DAVIS - J. Appl. Phys. *31*, 1169 (1960).

[III.3] L.H. JOHNSTON et al. - Phys. Rev. *116*, 989 (1959).

[III.4] B. CORK et al. - U.C.R.L. 2373 (1953).

[III.5] H.R. WORTHINGTON et al. - Phys. Rev. *90*, 899 (1953).

[III.6] K.B. MATHER - Phys. Rev. *82*, 133 (1951).

[III.7] E.J. ZIMMERMAN et al. - Phys. Rev., *96*, 1322 (1954).

[III.8] J. ROUVINA - Phys. Rev., *81*, 593 (1951).

[IV.1] N. BOHR - Nature, *137*, 344 (1936).

[IV.2] G. BREIT et E.P. WIGNER - Phys. Rev. *49*, 519 (1936).

[IV.3] L. EISENBUD et E.P. WIGNER - Proc. Rat. Sci. U.S. *27*, 281 (1941).

[IV.4] E.P. WIGNER - Phys. Rev. *70*, 15 (1946).

[IV.5] E.P. WIGNER - Phys. Rev. *10*, 606 (1946).

[IV.6] E.P. WIGNER et L. EISENBUD - Phys. Rev. *72*, 92 (1947).

[IV.7] T. TEICHMAN - Phys. Rev. *77*, 506 (1950).

[IV.8] T. TEICHMAN - Phys. Rev. *83*, 141 (1952).

[IV.9] T. TEICHMAN et E.P. WIGNER - Phys. Rev. *87*, 123 (1952).

[IV.10] G. BREIT - Phys. Rev. *58*, 1068 (1940) ; *69*, 472 (1946).

[IV.11] H.A. BETHE et G. PLACZECK - Phys. Rev. *51*, 450 (1937).

[IV.12] P.L. KAPUR et R.E. PEIRLS - Proc. Roy. Soc. London, *A166*, 277 (1938).

[IV.13] C. BLOCH - Nucl. Phys. *4*, 503 (1957).

[IV.14] A.M. LANE et R.G. THOMAS - Rev. Mod. Phys. *30*, part 1, 257 (1958).

[IV.15] E. VOGT - Phys. Letters *1*, 84 (1962).

[IV.16] H. FESHBACH - Ann. Phys. (N.Y.) *5*, 357 (1959).

[IV.17] R.E. PEIERLS - Proc. Roy. Soc. London, *A253*, 16 (1959).

[IV.18] J. HUMBLET et L. ROSENFELD - Nucl. Phys. *26*, 529 (1961).

[IV.19] G.R. SATCHLER - O.R.N.L. 2861 (1960).
J.V. LEPORE - Phys. Rev. *79*, 137 (1950).

[IV.20] R.D. WOODS et D.S. SAXON - Phys. Rev. *95*, 577 (1954).

[IV.21] B. BUCK, A.P. STAMP et P.E. HODGSON - Phil. Mag. *8*, 1805 (1963).
T. TAMURA - Rev. Mod. Phys. *37*, 679 (1965).

[IV.22] B. BUCK - Phys. Rev. *130*, 712 (1963).

[IV.23] U. FANO et G. RACAH - Irreducible tensorial sets A.P. New-York, 1959.

[V.1] I.M. BLATT et L.C. BIEDENBARN - Rev. Mod. Phys. *34*, 258 (1952).

[V.2] M.A. MELKANOFF, D.S. SAXON, I.S. NODVIK et D.G. CANTOR - A Fortan program for elastic scattering analysis, University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1961.

[V.3] R. BEURTEY, GUILLOU et J. RAYNAL - J. Phys. Radium, *21*, 402 (1960)

[V.4] D. KURATH - Phys. Rev. *101*, 216 (1956).

[V.5] K. KURATH et R.D. LAWSON - Nucl. Phys. *23*, 5 (1961).

[V.6] F.C. BARKER - Nucl. Phys. *28*, 96 (1961).

[V.7] I.S. NODVIK et al. - Phys. Rev. *125*, 975 (1962).

[V.8] F.I. BLOOSE et al. - Nucl. Phys. *69*, 320 (1965).

[V.9] N.K. GLENDENNING - Phys. Rev. *114*, 1296 (1959).

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Orsay, le 21 Février 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BERGERARD.

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
J. ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 369
1966